

UNTERSUCHUNG DER DIFFUSION VON LASER-ERZEUGTEN
VERUNREINIGUNGSSATOMEN IN EINEM PLASMA MITTELS
RESONANZFLUORESSENZ

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Hsien-Chun Meng

Bochum 1977

UNTERSUCHUNG DER DIFFUSION VON LASER-ERZEUGTEN
VERUNREINIGUNGSSATOMEN IN EINEM PLASMA MITTELS
RESONANZFLUORSESENZ

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Hsien-Chun Meng

Bochum 1977



Dissertation eingereicht am: 6. 4. 1977

Tag der mündlichen Prüfung: 29. 4. 1977

Referent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

Korreferent: Prof. Dr. H. Schlüter

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	3
2. Modell der Resonanzstreuung an einem atomaren 3-Niveau-System in einem Plasma	7
2.1 Voraussetzungen des Modells	9
2.2 Beschreibung des Systems bei Abwesenheit von Plasma	10
2.3 Beschreibung des Systems im Plasma	15
3. Theoretisches Diffusionsmodell	19
3.1 Voraussetzungen und Aufstellung der Diffusionsgleichung	19
3.2 Lösung der Diffusionsgleichung	20
3.3 Diffusion für eine momentane, ebene Quelle	23
4. Experimenteller Versuchsaufbau	25
4.1 Theta-Pinch Anlage (mit Target)	25
4.2 CO ₂ Laser	27
4.3 Farbstofflaser	28
4.4 Eichung der Laserwellenlänge	28
4.5 Meßanordnung	30
5. Meßergebnisse und Auswertung	34
5.1 Messung von Plasmadichte und Temperatur	34
5.2 Bestimmung der AlI Atomdichte im Grundzustand	37
5.2.1 Auswertungsmethode	37
5.2.2 Besetzungsdichte der AlI Atome im Grundzustand	41
5.3 Messung der AlI Atomdichte bei verschiedenen CO ₂ -Laserleistungsdichten	43

	<u>Seite</u>
5.4 Ausbreitung der AlI Atome	49
5.4.1 Im Vakuum	49
5.4.2 Im Plasma	49
5.5 Messung der AlII Atomdichte	56
5.6 Auswertung der Diffusions- und Ionisations- Koeffizienten	58
5.6.1 Bestimmung der Quellen-Funktion	58
5.6.2 Berechnung der Diffusions- und Ionisations- Koeffizienten	62
6. Diskussion und Ausblick	65
6.1 Diskussion der experimentellen Ergebnisse	65
6.2 Diagnostikmethode und Vorschläge	69
7. Zusammenfassung	71
8. Literatur	72
Anhang	75

1. Einleitung

Bereits in den Anfängen der plasmaphysikalischen Forschung mit dem Ziel eines thermonuklearen Fusionsreaktors hatte man allgemein erkannt, daß Verunreinigungen in dem heißen Plasma eine entscheidende Ursache für Energieverluste sein können /1/; speziell wurde auch bereits zu Beginn der Entwicklung des Tokamaks, dem heute überall favorisierten magnetischen Einschuß-Konzept, darauf hingewiesen /2/,/3/. Arbeiten an diesen Anlagen zeigten, /3/,/4/, daß bereits bei den damals vorliegenden Plasmabedingungen mehr als 30 % der gesamten Energieverluste im Plasma auf Abstrahlung infolge der Anwesenheit von Verunreinigungen zurückzuführen waren. Folgende Effekte sind dabei von Bedeutung:

- a) Energieverluste durch Linienstrahlung;
- b) Energieverluste durch Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung infolge der hohen Ladungszahl der ionisierten Atome.

Artsimovich /5/ hatte aber auch eine positive Seite der Verunreinigungen für den Tokamak erkannt: sie erniedrigen die Plasma-leitfähigkeit, was später experimentell nachgewiesen wurde /6/, /7/, und ermöglichen dadurch eine effizientere ohmsche Heizung des Plasmas. Da verschiedene Verunreinigungen im Plasma auftreten können, hängen allgemein Plasmaparameter wie etwa Elektronentemperatur, Energieeinschlußzeit und Leitfähigkeit sowohl von der Konzentration als auch von der Art der Verunreinigungs-atome ab /8/,/9/.

Messungen am TFR-Tokamak /10/ z.B. zeigten, daß schwere Elemente wie Eisen und Molybdän durch Plasma-Wand-Wechselwirkung (Fe) in das Plasma gelangen oder von dem das Plasma begrenzen-

den Limiter (Mo) abgelöst wurden. Am ST-Tokamak /11/ tauschte man daher den Mo-Limiter gegen einen aus Aluminium aus und konnte so den Einfluß dieser Verunreinigungsquelle direkt untersuchen: die Elektronentemperatur erhöhte sich um einen Faktor zwischen 1,4 und 2, die Energie-Einschlußzeit nahm um einen Faktor 2 bis 3 zu.

Eine Schwierigkeit bei derartigen Untersuchungen von Verunreinigungseinflüssen auf das heiße Plasma eines Tokamaks liegt darin, daß während eines Experiments der Zufluß der Verunreinigungen weder konstant noch reproduzierbar ist. Von Goeler et.al. /12/ injizierten daher zunächst Verunreinigungen mittels einer gepulsten Gasquelle, und später benutzte die Princeton-Gruppe /13/ die Injektion von Al-Atomen durch Beschuß eines präparierten Glas targets mit einem Rubinlaser.

Zur Untersuchung der Verunreinigungen im heißen Plasma werden verschiedene Diagnostikverfahren benutzt: Thomson-Streuung intensiver Laserstrahlung /7/, /11/, Spektroskopie im Vakuum-UV- und Röntgenbereich /6/, /9/, /10/, /14/, /15/. Praktisch kaum wurden Verunreinigungen in der Wandnähe oder im Bereich des Limiters gemessen. Hier bietet sich die Methode der Resonanz-Fluoreszenz an, die parallel zur vorliegenden Arbeit kürzlich auch von A. Elbern zum Nachweis geringer Atomdichten benutzt wurde, wie sie bei der Zerstäubung von Metallen durch energiereiche Ionen erzeugt werden /16/.

Im Vergleich zu den vorhergenannten Diagnostikverfahren ergeben sich folgende Vorteile:

1. Man kann sehr kleine Verunreinigungskonzentrationen nachweisen, da die Wirkungsquerschnitte sehr groß sind.

2. Gegenüber den traditionellen Methoden der Spektroskopie erhält man eine lokale Messung.
3. Mit der Resonanz-Fluoreszenz kann man direkt die atomare Dichte im Grundzustand messen.

In der vorliegenden Arbeit wurden Atome mit Hilfe eines gepulsten CO_2 -Laserstrahls von einem stabförmigen Target abgedampft und dringen dann in ein homogenes, kaltes Plasma ein, welches durch eine Theta-Pinch-Entladung erzeugt wurde. Die Pulsdauer der freigesetzten Atome beträgt dabei etwa $5 \mu\text{s}$ bei einer Dichte der Verunreinigungsatome von 10^{10} bis 10^{11} cm^{-3} .

Als Verunreinigung wurde Aluminium gewählt, und für die Auswertung der Resonanz-Fluoreszenzsignale kann das AlI -Atom durch ein Drei-Niveau-System beschrieben werden (Abb. 1-1). Die betrachteten Zustände sind $3^2\text{P}_{1/2}$, $3^2\text{P}_{3/2}$ und $3^2\text{D}_{3/2}$, wobei der Übergang $3^2\text{P}_{3/2} \rightarrow 3^2\text{P}_{1/2}$ verboten ist. Bei Plasmadichten von $n_e = 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bleibt die entsprechende, durch Stöße induzierte Übergangsrate auch noch klein gegenüber der Übergangswahrscheinlichkeit $3^2\text{D}_{3/2} \rightarrow 3^2\text{P}_{3/2}$ durch spontane Emission. AlII -Ionen konnten mit dieser Methode nur im angeregten Zustand bestimmt werden.

Zur Beschreibung der Ausbreitung der Verunreinigungen im Plasma wurde ein theoretisches Diffusionsmodell entwickelt.

- $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2D_{3/2}$ Absorption von Laserstrahlung ($3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2D_{3/2}$)
 $3^2D_{3/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ Resonanz Fluoreszenz ($3^2D_{3/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$)
 $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ Verbotener Übergang

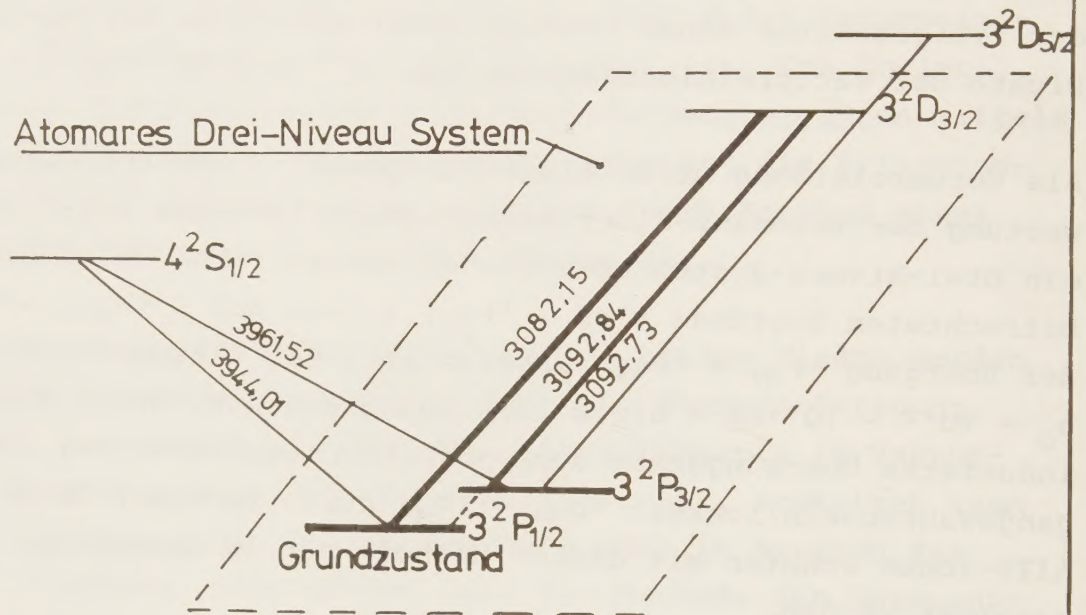


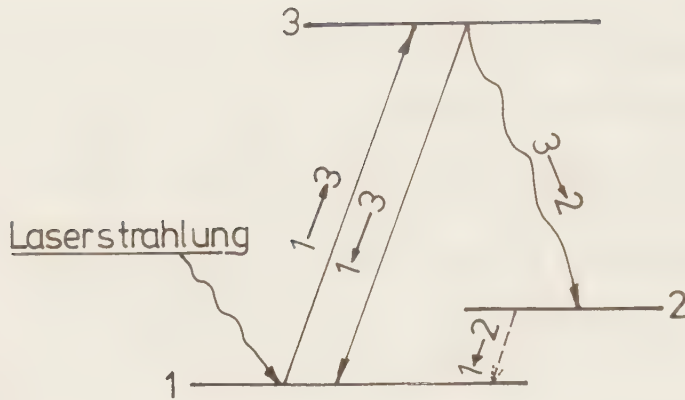
Abb.1-1: Teil des Al I Termschemas

2. Modell der Resonanzstreuung an einem atomaren 3-Niveau-System in einem Plasma.

Obwohl Resonanzstreuungsmethoden seit Wood /17/ sich zu einem ganzen Gebiet der Untersuchung von atomaren Eigenschaften entwickelt haben, finden wir die Anwendung auf die Messung der Konzentration von Plasmakomponenten zum ersten Mal bei Hinnov et al. /18/ und Hoffmann /19/. Unter Einbeziehung von Stoßprozessen im Plasma untersuchte dann Measures /20/ die Möglichkeiten dieser "selektiven Anregung" zur Bestimmung von Plasmakomponenten, die sich durch Verwendung intensiver Laserstrahlung ergeben.

Die Wechselwirkung von multi-mode Laserstrahlung mit 2-Niveau-Atomen behandelten Mc Ilrath und Carlsten /21/, wobei Stöße berücksichtigt wurden. Diese Überlegungen wurden in /22/ auf ein 3-Niveau-Atom erweitert und angewandt. Neuere, vollständige quantenmechanische Behandlungen der Wechselwirkung von elektromagnetischen Feldern und atomaren 2-Niveau-Systemen erschienen kürzlich von Mollow /23/ und Kimble und Mandel /24/.

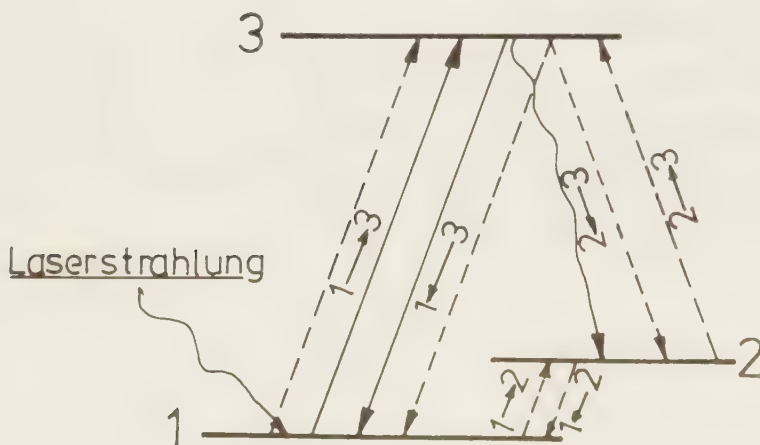
Im folgenden wird ein Modell der Resonanzstreuung an einem atomaren 3-Niveau-System beschrieben, das Stoßprozesse berücksichtigt. Wir wenden das Modell sowohl auf Atome im Plasma (Abb. 2-2) an als auch auf solche Atome, in denen die Besetzungsverhältnisse durch ein Plasma nicht beeinflusst (Abb.: 2-1) werden.



Übergänge:

- 1 → 3: Absorption von Laserstrahlung
- 3 → 1: spontane und induzierte Emission
- 3 → 2: spontane Emission
- 2 → 1: verbotener Übergang

Abb. 2-1: Atomares Drei-Niveau System



Übergänge:

- 1 → 3: Absorption von Laserstrahlung
- 1 → 3: Stoßanregung
- 1 → 2: Stoßanregung
- 3 → 1: spontane und induzierte Emission
- 3 → 2: spontane Emission
- 3 → 1: Stoßentvölkerung
- 3 → 2: Stoßentvölkerung
- 2 → 3: Stoßanregung
- 2 → 1: Stoßentvölkerung

Abb. 2-2: Atomares Drei-Niveau-System in einem Plasma

2.1 Voraussetzungen des Modells

Für die Aufstellung der Bilanzgleichungen und ihre Lösung machen wir folgende Voraussetzungen:

- (A) Die gesamte Atomdichte im System sei konstant, d.h. sie möge sich während des Streuvorganges nicht ändern. Es ändern sich nur die relativen Besetzungen der drei Niveaus zueinander. Wir nehmen weiterhin an, daß sich alle Atome vor der Anregung durch die Laserstrahlung im Grundzustand (Niveau 1) befinden. Ist n_i die Dichte im Zustand i als Funktion der Zeit t , so gilt:

$$(2-1) \quad n_1 + n_2 + n_3 = n_{10} \quad \text{für } t \geq 0$$

$$n_1 = n_{10} \quad \text{für } t < 0$$

wobei n_{10} also die gesamte Dichte des Atoms angibt.

- (B) Die Strahlung des Farbstofflasers habe den zeitlichen Verlauf einer Sprungfunktion und ihre spektrale Breite sei derart, daß die spektrale Energiedichte u_ν über die Breite des Absorptionsprofils des Übergangs $1 \rightarrow 3$ als konstant angesetzt werden darf.

$$u_\nu(t) = 0 \quad \text{für } t < 0$$

$$u_\nu(t) = u_\nu = \text{const} \quad \text{für } t \geq 0$$

- (C) Ein Plasma beeinflusse die Besetzungsdichten des atomaren Systems nur durch Stöße. Im Prinzip sind alle stoßinduzierten Übergänge zwischen den drei Niveaus zu berücksichtigen. Bei kleinen Elektronendichten ist die Stoßrate vom Niveau 2 zum Grundzustand sehr viel kleiner als die

Übergangsrate durch spontane Emission vom Niveau 3 ins Niveau 2. Bei hohen Dichten ist dies jedoch nicht mehr der Fall; der Zustand 2 wird eng mit dem Zustand 1 durch Stöße gekoppelt, und im Grenzfall geht unser System effektiv in ein 2-Niveau-System über.

In unserem Modell werden jedoch alle Übergänge zwischen den 3 betrachteten Niveaus und allen anderen Zuständen des Atoms vernachlässigt.

2.2 Beschreibung des Systems bei Abwesenheit von Plasma

Das betrachtete System ist in Abb. 2-1 skizziert. Durch Absorption von Laserstrahlung mit der Photonenenergie $h\nu$ werden die Atome vom Grundzustand 1 in das Niveau 3 gepumpt, von dem sie durch spontane Emission zurück in den Zustand 1 als auch in den Zustand 2 gelangen. Bei hohen Laserleistungen muß selbstverständlich auch die induzierte Emission $3 \rightarrow 1$ berücksichtigt werden. Die in das Niveau 2 gelangten Atome bleiben darin, da der Übergang zwischen den Niveaus 2 und 1 verboten ist. Bei ausreichend langen Laserpulsen wird so der Übergang von 3 nach 1 (spontane plus induzierte Emission) immer schwächer, da sich mit einer Zeitkonstanten entsprechend der reziproken Übergangswahrscheinlichkeit von 3 nach 2 schließlich alle Atome im Zustand 2 ansammeln werden.

Dieses System kann mit drei Bilanzgleichungen beschrieben werden.

$$(2-4) \quad \frac{dn_1}{dt} = (n_3 B_{31} u_\nu - n_1 B_{13} u_\nu) + A_{31} n_3$$

$$(2-5) \quad \frac{dn_2}{dt} = n_3 A_{32}$$

$$(2-6) \quad \frac{dn_3}{dt} = (n_1 B_{13} u_\nu - n_3 B_{13} u_\nu) - (A_{31} + A_{32}) n_3$$

Hier bedeutet A_{ij} die Wahrscheinlichkeit für spontane Emission vom Zustand i in den Zustand j , und $B_{ij} u_\nu$ die entsprechende Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeiten für induzierte Emission bzw. Absorption im Strahlungsfeld der spektralen Energiedichte u_ν .

Für große Zeiten erhalten wir die Bedingung:

$$(2-7) \quad n_2 = n_{10} \quad \text{für } t \Rightarrow \infty$$

Die Lösung dieser Gleichungen wird im Anhang (I.1) beschrieben. Für starkes optisches Pumpen ($B_{13}u_\nu \gg A_{31} + A_{32}$) erhält man

$$(2-8) \quad n_3 = n_{10} \cdot \tau_r \left(e^{-\tau/\tau_f} - e^{-\tau/\tau_r} \right).$$

Die normierte Zeit τ sowie die Zeitkonstanten τ_r und τ_f sind durch folgende Beziehungen gegeben:

$$\tau = B_{13}u_\nu \cdot t$$

$$\tau_r = \left(1 + \frac{g_1}{g_3} \right)^{-1}$$

$$\tau_f = \frac{B_{13}u_\nu}{A_{32}} \cdot \frac{1}{\tau_r} \quad \text{mit } \tau_f \gg \tau_r$$

g_1 und g_3 sind die statistischen Gewichte der Zustände 1 und 3.

Für die exponentielle Beobachtung der Resonanzstreuung ist die Kenntnis der Besetzungsdichte von n_3 zunächst genügend, da die Emission von Linien beobachtet werden soll, die von diesem Niveau ausgehen.

Kann die Laserleistung über genügend lange Zeiten aufrecht erhalten werden ($\tau \gg \tau_r$, bzw. $t \gg \frac{1}{B_{13}u}$), geht der zweite Term in (2-8) sehr bald gegen Null, und die Gleichung vereinfacht sich für diese Zeiten zu:

$$(2-9) \quad n_{3s} = n_{10} \tau_r e^{-\tau/\tau_f} = \frac{n_{10}}{1 + \frac{g_1}{g_3}} \cdot \exp \left(- \frac{A_{32} t}{1 + \frac{g_1}{g_3}} \right)$$

Wir bezeichnen n_{3s} als die "gesättigte" Dichte im Zustand 3. Abb. (2-3) zeigt die Dichte der Atome als Funktion der dimensionslosen Zeit τ .

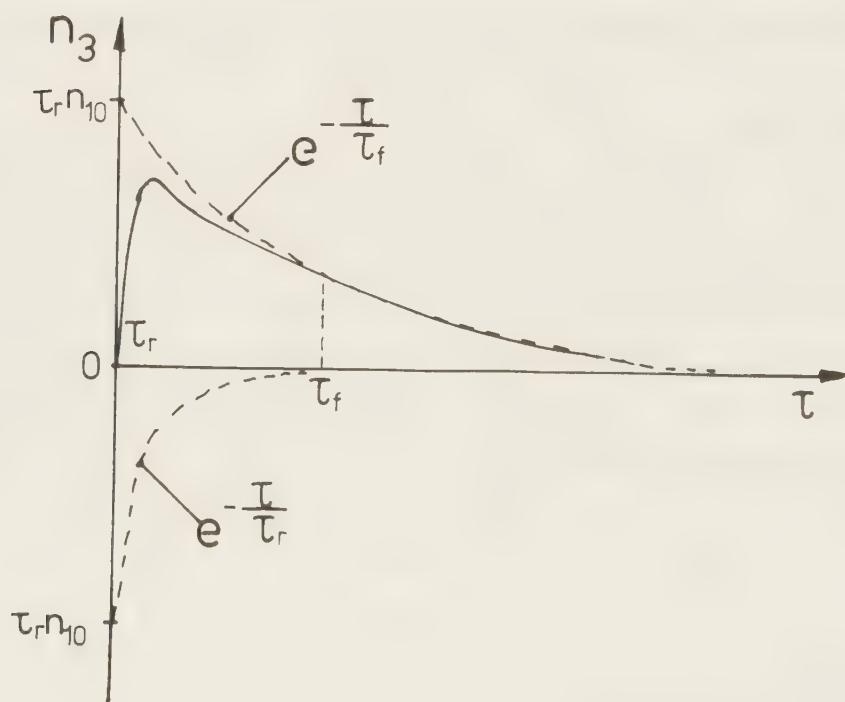


Abb.2-3: n_3 als Funktion der Zeit

Die Kurven illustrieren die physikalische Bedeutung der Zeitkonstanten τ_f und τ_r . τ_r ist die Zeitkonstante für den Pumpvorgang der Atome vom Zustand 1 in den Zustand 3, τ_f die Zeitkonstante für den Übergang vom Zustand 3 in den Zustand 2.

Abb. (2-4) illustriert das beobachtbare Streusignal das ja direkt proportional der Besetzungsdichte n_3 ist, als Funktion der Zeit t . Die Laserleistung, dh. exakter die spektrale Energiedichte u_ν des Lasers, wirkt dabei als Parameter, obwohl immer noch entsprechend der Herleitung der Gl. (2-8) vorausgesetzt bleiben muß, daß $u_\nu \gg (A_{31} + A_{32})/B_{13}$ bleibt.

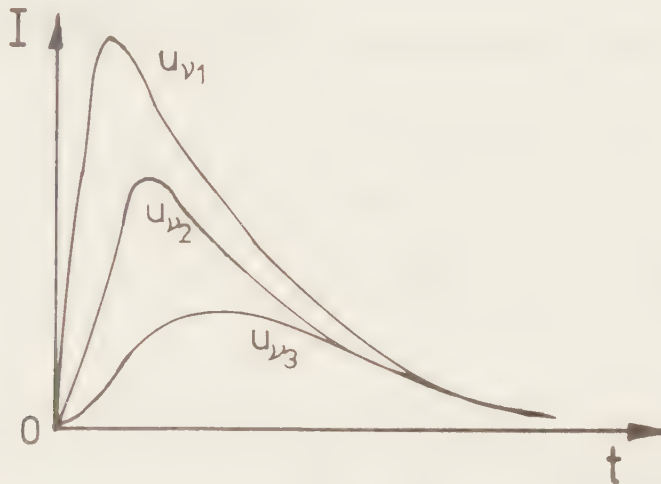


Abb.2-4: Zeitlicher Verlauf des Streusignals für verschiedene Energiedichten u_ν der Laserstrahlung, wobei $u_{\nu 1} > u_{\nu 2} > u_{\nu 3}$.

Man erkennt, daß mit fallender Laserleistung das maximale Streusignal kleiner wird und sich zu späteren Zeiten verschiebt; der von u_ν unabhängige Sättigungswert wird ebenfalls später erreicht und die beobachtbare Halbwertszeit des Signals vergrößert sich.

Aus Gl.(2-3) kann man schließlich die maximale Besetzungsdichte des Zustands 3 bzw. das maximale Streusignal ausrechnen. Für sehr kleine Energiedichten strebt $n_{3\max}$ einem Grenzwert zu, der der Dichte $n_{3s}(t=0)$ entspricht. Abb. (2-5) zeigt den normierten Verlauf dieser maximalen Besetzungsdichte als Funktion

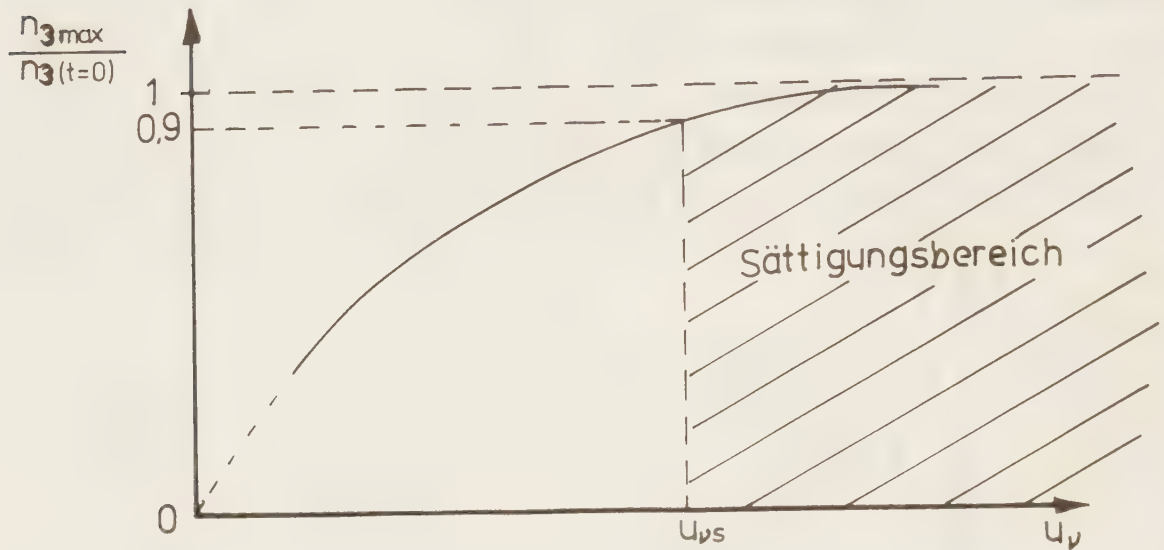


Abb. 2-5: Maximale Besetzungsdichte im Zustand 3 als Funktion der Energiedichte des Lasers

der Energiedichte des Lasers. Wir definieren eine Sättigungenergiedichte u_{vs} , die $n_{3\max}/n_{3s}(t=0) = 0,9$ entsprechen soll. Für Energiedichten größer als u_{vs} ändert sich die maximale Streuintensität praktisch kaum mehr mit u_v , und wir sprechen von Sättigung. Für kleine u_v ist selbstverständlich unsere Annahme starken Pumpens nicht mehr gerechtfertigt und der tatsächliche Verlauf wird von dem nach Gl.(2-8) abweichen.

2.3 Beschreibung des Systems im Plasma

Entsprechend den in Abb.(2-1) skizzierten Übergängen und den im Abschnitt (2.1) gemachten Voraussetzungen nehmen die Bilanzgleichungen für das atomare Drei-Niveau-System in einem Plasma folgende Form an:

$$(2-10) \quad \frac{dn_1}{dt} = (n_3 B_{31} - n_1 B_{13}) u_\nu + n_3 A_{31} - \\ - n_1 n_e (X_{13} + X_{12}) + n_e (n_2 X_{21} + n_3 X_{31})$$

$$(2-11) \quad \frac{dn_2}{dt} = n_3 A_{32} - n_2 n_e (X_{21} + X_{23}) + n_e (n_1 X_{12} + n_3 X_{32})$$

$$(2-12) \quad \frac{dn_3}{dt} = (n_1 B_{13} - n_3 B_{31}) u_\nu - n_3 (A_{31} + A_{32}) - \\ - n_3 n_e (X_{31} + X_{32}) + n_e (n_1 X_{13} + n_2 X_{23})$$

n_e ist die Elektronendichte des Plasmas und X_{ij} der Ratenkoeffizient für Übergänge durch Elektronenstoß vom Zustand i in den Zustand j . Die Anfangs- bzw. Randbedingungen seien wieder (siehe Abschnitt 2.1):

$$(2-13) \quad n_1 + n_2 + n_3 = n_{10} \quad \text{für } t \geq 0$$

$$(2-14) \quad n_2 = n_3 = 0 \text{ und } n_1 = n_{10} \quad \text{für } t \leq 0$$

Im Gegensatz zum freien Atom sind diese Bedingungen für ein System in einem Plasma sicherlich nur beschränkt gültig, und müssen für gegebene Plasmabedingungen überprüft werden: so sind sowohl die Erhaltung der Gesamtdichte n_{10} (durch Pumpen ins Niveau 3 können von dort z.B. Anregungs- und Ionisations-

stöße in höhere Niveaus des Atoms erfolgen) als auch die Anfangsdichten $n_2 = n_3 = 0$ in Frage zu stellen. Allerdings kann man bei bekannten Ratenkoeffizienten diese Anfangswerte auch direkt aus den gekoppelten Differentialgleichungen (2-10) bis (2-11) ausrechnen, wenn man sie für $u_v = 0$ löst.

Es ist offensichtlich, daß durch die Kopplung der Niveaus 1 und 2 durch Elektronenstöße die Atome sich hier nicht mehr im Zustand 2 ansammeln können, sondern daß sich eine Art "dynamisches Gleichgewicht" zwischen den drei Zuständen einstellen wird. Dieser Gleichgewichtszustand wird für $t \Rightarrow \infty$ erreicht.

Für die Besetzungsdichte n_3^p des Zustandes 3 erhalten wir (Lösung siehe Anhang I.2, Gleichung AI-29) für den Fall sehr starken optischen Pumpens

$$(B_{13}u_v \gg A_{31} + A_{32} \text{ und } B_{13}u_v \gg n_e \chi_{ij}):$$

$$(2-15) \quad n_3^p(\tau) = n_{10} \tau_r \left\{ \left[Q(1 - \tau_r \tau_{fp} D_1) + (N\tau_r - 1) \tau_{fp} D_3 \right] e^{-\tau/\tau_{fp}} - \left[Q(1 - \tau_r \tau_{fp} D_1) + (N\tau_{fp} - 1) \tau_r D_3 \right] e^{-\tau/(\tau_r + \tau_{fp} D_3)} \right\},$$

mit

$$(2-16) \quad \tau = B_{13}u_v t$$

und den Zeitkonstanten

$$(2-17) \quad \tau_r = \left(1 + \frac{g_1}{g_3}\right)^{-1} \quad \text{und}$$

$$(2-18) \quad \tau_{fp} = \left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right) B_{13}u_v \left\{ A_{32} + n_e \chi_{12} \left[\frac{g_1}{g_3} + \left(1 + \frac{g_1}{g_3}\right) e^{\Delta E_{12}/kT} \right] + n_e \chi_{23} \left[1 + \frac{g_1}{g_3} + \frac{g_2}{g_3} e^{\Delta E_{23}/kT} \right] \right\}.$$

Die Konstanten D_1 , D_3 , N und Q enthalten die Wahrscheinlichkeiten für spontane Emission und für die stoßinduzierten Übergänge relativ zu $B_{13}u_\nu$. Ihre Definition kann dem Anhang I.2 entnommen werden. Im allgemeinen sind sie Funktionen der Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e .

Im Grenzfall extrem hoher Laserleistung ($u_\nu \Rightarrow \infty$) definieren wir wieder eine "Sättigungsdichte" $n_{3s}^D(\tau)$:

$$(2-19) \quad n_{3s}^D(\tau) = \frac{n_{10}}{1 + \frac{g_1}{g_3}} \left[(1 - \tau_{fp} D_3) e^{-\tau/\tau_{fp}} + \tau_{fp} D_3 \right]$$

$$\text{mit } D_3 = (n_e \chi_{23} + n_e \chi_{12} \frac{g_1}{g_2} e^{\Delta E_{12}/kT}) / B_{13}u_\nu$$

und τ_{fp} entsprechend Gl. (2-18).

In Abb. (2-6) ist die Lösung skizziert. Der zeitliche Verlauf wird wieder durch eine Pumpzeit τ_r , die unabhängig von den Plasmaeigenschaften ist, und eine Abfallzeit τ_{fp} ,

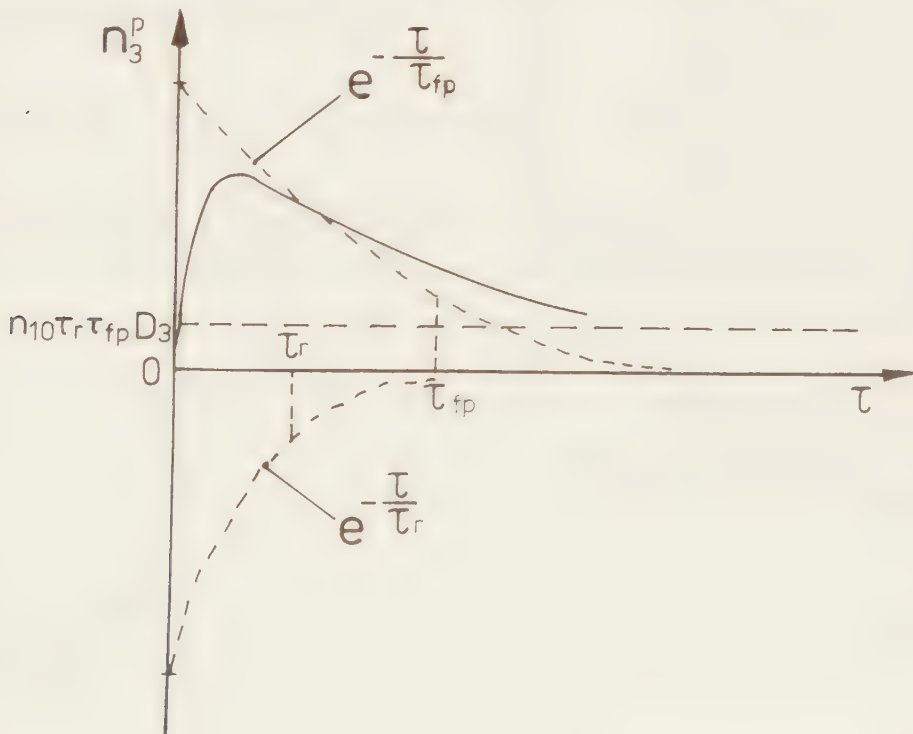


Abb. 2-6: Zeitlicher Verlauf der Besetzungsdichte n_3^p des Zustandes 3 in einem Plasma.

die jetzt vom Plasma abhängt, charakterisiert.

Für große Zeiten, stellt sich die stationäre Besetzung ein:

$$(2-19) \quad n_3^p(t \Rightarrow \infty) = \tau_r / \tau_{fv} D_3 n_{10}.$$

Trägt man n_3^p normiert auf die Sättigungsdichte n_{3s}^p auf, erhält man einen zeitlichen Verlauf dieser relativen Dichte, der dem Verlauf der Dichte ohne Plasma ähnlich ist.

3. Beschreibung des theoretischen Diffusionsmodells

3.1 Voraussetzungen und Aufstellung der Diffusions-Gleichung

Um aus den Meßresultaten Parameter wie Diffusionskoeffizienten oder Ionisationsraten zu ermitteln, wird ein vereinfachtes Diffusionsmodell betrachtet. Es wird angenommen, daß die durch CO₂-Laserstrahlung aus einem Target ausgelösten Aluminium-Atome in ein homogenes, isotropes, kaltes Plasma eindringen. Die Al-Atome besitzen an der Target-Oberfläche im wesentlichen nur eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des einfallenden Laserstrahls /25/, d.h. $v \approx v_z \gg v_0, v_\phi$. Als mögliche Transportmechanismen der Aluminium-Atome im Plasma werden Konvektion und Diffusion angesehen, dazu tritt als Verlust die Ionisation des neutralen Atoms. Die Rekombination von Al II wird vernachlässigt, ebenso die Reibung des Al-Strahls im Plasma.

Zur Aufstellung der Diffusionsgleichung wird von der Kontinuitätsgleichung ausgegangen:

$$(3-1) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v}_z \cdot \nabla n = -V + Q(\rho, z, t)$$

V stellt den Verlustterm dar und Q den Quellterm.

Als Verluste werden Diffusion und Ionisation berücksichtigt:

$$V = -D \nabla^2 n + I n n_e ,$$

mit D = Diffusionskoeffizient

I = Ionisationskoeffizient

n_e = Elektronendichte des Plasmas.

Der Quellterm Q ist nur an der Targetoberfläche von Null verschieden und soll auch zeitlich der einfallenden Laser-

intensität folgen: Q wird daher durch einen kurzen Puls beschrieben. In zylinderkoordinaten lautet dann die Gleichung mit $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$:

$$(3-2) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right] - v_z \frac{\partial n}{\partial z} - \ln_e n + Q.$$

3.2 Lösung der Diffusionsgleichung

Die Green'sche Funktion zur Differentialgleichung (3-2) lautet nach /26/:

$$(3-3) \quad G(\rho, z, t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ (4\pi Dt)^{-3/2} \exp \left(-\frac{\rho^2 + (z - v_z t)^2}{4 Dt} - \ln_e t \right) & \text{für } t > 0 \end{cases}$$

Damit kann die allgemeine Lösung der Diffusionsgleichung geschrieben werden:

$$(3-4) \quad n(\rho, z, t) = \int_0^t dt' \int_{\text{Quelle}} G(\rho - \rho', z - z', t - t') Q(\rho', z', t') \rho' d\rho' d\phi' dz'$$

Für die Quelle nehmen wir an, daß sie als homogene Kreisscheibe mit dem Radius ρ_0 und infinitesimal dünner Dicke beschrieben werden kann, die als Funktion der Zeit die lokale Teilchendichte $n_0 f(t)$ abgibt. Insgesamt wird $Q(\rho, z, t)$ also dargestellt durch das Produkt

$$(3-5) \quad Q(\rho, z, t) = n_0 f(t) \cdot F(\rho - \rho_0) \delta(+z)$$

F bedeutet dabei die Stufenfunktion $F(\rho - \rho_0) = \begin{cases} 1 & \text{für } \rho \leq \rho_0 \\ 0 & \text{für } \rho > \rho_0 \end{cases}$

Wird Gl. (3-5) in Gl.(3-4) eingesetzt, so folgt:

$$\begin{aligned}
 (3.6) \quad n(\rho, z, t) &= n_0 \int_0^t dt' [4\pi D(t-t')]^{-3/2} \times \exp [-\text{In}_e(t-t')] \times \\
 &\times f(t') \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^\infty \rho' d\rho' \int_{-\infty}^\infty dz' \times \\
 &\times \exp - \left[\frac{[(z-z') - v_z(t-t')]^2}{4 D(t-t')} - \frac{(\rho^2 - 2\rho\rho' \cos\phi' + \rho'^2)}{4 D(t-t')} \right] \times \\
 &\times F(\rho' - \rho_0) \cdot \delta(z') \\
 &= n_0 \int_0^t dt' [4\pi D(t-t')]^{-3/2} \times \exp [-\text{In}_e(t-t)] \times f(t') \times \\
 &\times \int_{\rho'=0}^{\rho'=\rho_0} \rho' d\rho' \exp \left[- \frac{[(z-v_z(t-t'))]^2}{4D(t-t')} \right] \int_{\phi=0}^{2\pi} d\phi \times \\
 &\times \exp \left[- \frac{(\rho^2 - 2\rho\rho' \cos\phi' + \rho'^2)}{4 D(t-t')} \right]
 \end{aligned}$$

Das letzte Integral ist mit der Besselfunktion Nullter Ordnung in der folgenden Weise verknüpft:

$$(3-7) \quad \int_0^{2\pi} d\phi \exp \left(\frac{\rho\rho' \cos \phi'}{2 D(t-t')} \right) = 2\pi I_0 \left(\frac{\rho\rho'}{2D(t-t')} \right) =$$

$$= 2 \pi \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[\rho \rho' / 4D(t-t')]^{2m}}{(m!)^2}$$

Damit vereinfacht sich Gl. (3-6) zu

$$\begin{aligned} (3-8) \quad n(\rho, z, t) &= n_0 \int_0^t dt' [4\pi D(t-t')]^{-3/2} \times \\ &\times \exp \left[-\ln_e(t-t') - \frac{[z-v_z(t-t')]^2}{4D(t-t')} \right] \\ &\times f(t') \times \int_0^{\rho_0} \rho' d\rho' \exp \left[-\frac{\rho^2 + \rho'^2}{4D(t-t')} \right] \times \\ &\times 2\pi \sum_{m=0}^{\infty} \left[\left(\frac{\rho \rho'}{4D(t-t')} \right)^{2m} / (m!)^2 \right] \\ &= n_0 \int_0^t dt' \frac{f(t')}{[4\pi D(t-t')]^{1/2}} \times \\ &\times \exp \left[-\ln_e(t-t') - \frac{(z-v_z(t-t'))^2}{4D(t-t')} \right] \\ &\times \left[1 - \exp \left(-\frac{\rho_0^2}{4D(t-t')} \right) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{i=0}^m \frac{1}{m! i!} \left(\frac{\rho^2}{4D(t-t')} \right)^m \left(\frac{\rho_0^2}{4D(t-t')} \right)^i \right] \end{aligned}$$

Zur letzten Gleichung gelangt man durch Einsetzen von

$$(3-9) \quad \int_0^a x^m e^{-x} dx = m! (1 - e^{-a} \sum_{i=0}^m \frac{a^i}{i!})$$

Bei den durchgeführten Versuchen beobachten wir nur auf der Achse in z-Richtung. Für $\rho = 0$ erhalten wir

$$(3-8') \quad n(0, z, t) = n_0 \int_0^t dt' \frac{f(t')}{[4\pi D(t-t')]^{1/2}} \times \\ \times \exp \left[-\ln_e(t-t') - \frac{(z-v_z(t-t'))^2}{4D(t-t')} \right] \times \\ \times \left[1 - \exp \left(-\frac{\rho_0^2}{4D(t-t')} \right) \right]$$

Zum besseren Vergleich der Rechnungen mit den Meßergebnissen wird im Folgenden der zeitliche Verlauf der Quellfunktion $f(t)$ variiert und die Lösung von (3-8') diskutiert.

3.3 Diffusion für eine momentane ebene Quelle

Ist die Diffusionszeit lang gegenüber der Pulsdauer der Quelle, kann im einfachsten Fall der zeitliche Anteil der Quellfunktion durch eine $\delta(t)$ -Funktion beschrieben werden.

$$Q(t) = n_0 \delta(t) \Gamma(\rho - \rho_0) c(z)$$

Die Teilchendichteverteilung auf der Achse wird in diesem Fall

$$(3-10) \quad n(0, z, t) = \frac{n_0}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\ln_e t - \frac{(z-v_z t)^2}{4Dt}} \times (1 - e^{-\frac{\rho_0^2}{4Dt}})$$

Vergleicht man jetzt die Dichten der neutralen Atome an zwei Orten z_1 und z_2 bei einer festen Zeit t_0 , so kann der Diffusionskoeffizient D daraus bestimmt werden:

$$(3-11) \quad D = \frac{(z_2 - v_z t_0)^2 - (z_1 - v_z t_0)^2}{4 t_0 \ln \frac{n_1}{n_2}} .$$

4. Experimenteller Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht im wesentlichen aus einer Theta-Pinch-Anlage (mit Target), einem CO₂Laser, einem Farbstofflaser und der Meßanordnung.

4.1 Theta-Pinch-Anlage (mit Target)

Für dieses Experiment wurde ein kleiner Theta-Pinch mit folgenden Daten aufgebaut:

Kapazität	30,8	µF
Ladespannung	15	kV
Energieinhalt	3,5	kJ
Spulenlänge	24	cm
Spulendurchmesser	11	cm
Periodendauer der Hauptentladung	10,4	µs

In Abb.4-1 ist die Anlage schematisch dargestellt.

Zur Vorionisierung wurde eine Kabelentladung verwendet. Sie bestand aus vier parallel geschalteten, je 5 m langen Kabeln; die Ankopplung der Kabelschwingung ans Plasma erfolgte kapazitiv zwischen zwei Elektroden und der Spule. Das Entladungsgefäß hatte in der Mitte der Spule (beide Spulenhälften sind 18 mm voneinander entfernt) vier um 90° versetzte Stützen. Durch den oberen mit einem Salz-Fenster abgeschlossenen Stützen wird die CO₂-Laserstrahlung auf ein stabförmiges Aluminium-Target mit einem Durchmesser von 4 mm fokussiert. Das Target selbst wird im unteren Stützen vakuumdicht und in senkrechter Richtung verschiebbar gehalten. Die Stellung des Targets kann mit einer Mikrometerschraube eingestellt werden.

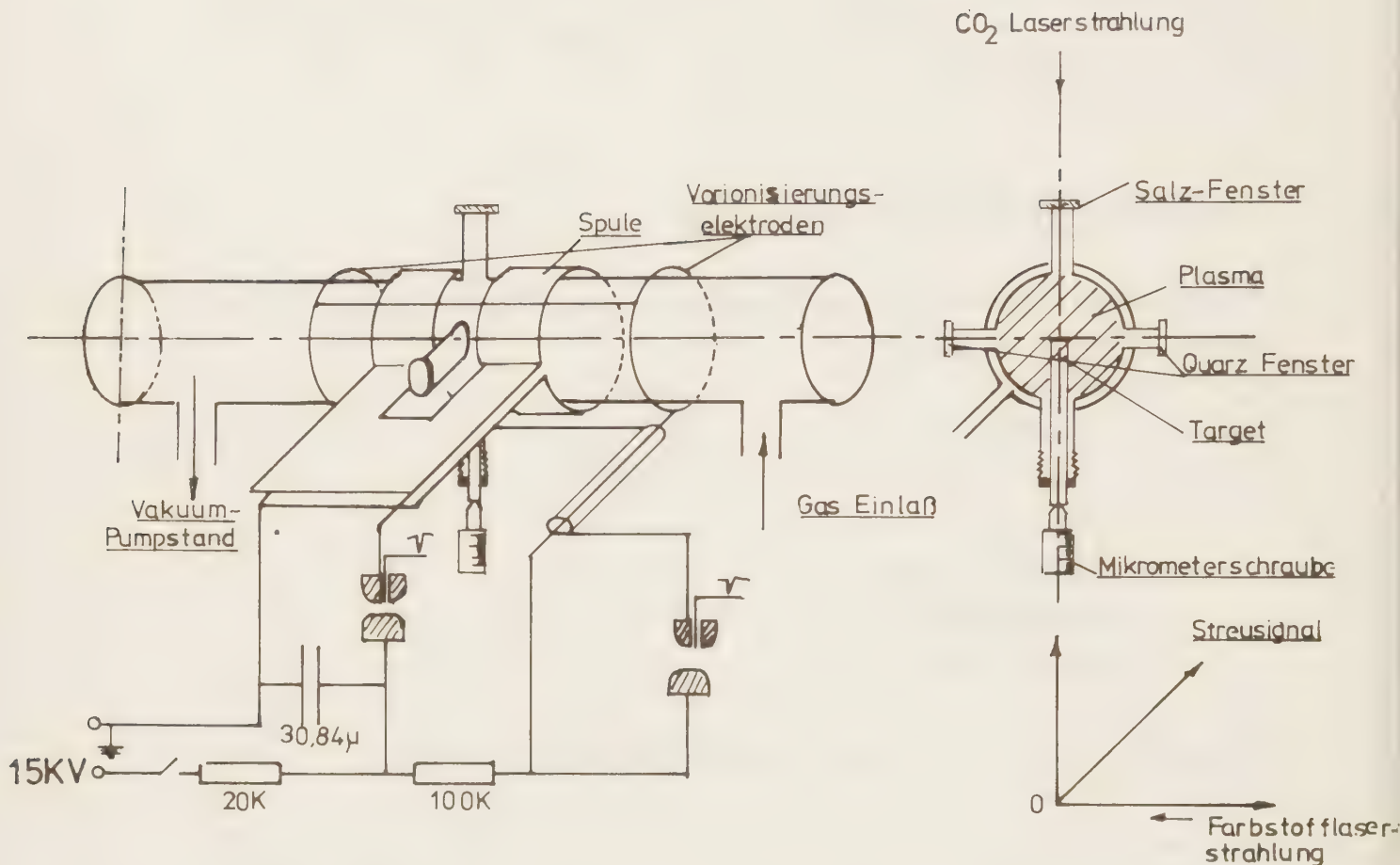


Abb.4-1: Schematischer Aufbau des Theta-Pinches

Da die spektroskopischen Messungen im UV-Spektralbereich durchgeführt werden, sind die beiden übrigen Stutzen mit Quarz-Fenstern verschlossen. Der erreichte Enddruck der Anlage beträgt etwa 8×10^{-6} Torr, wobei die Leckrate einen Wert von 2×10^{-5} Torr $\cdot$ l $\cdot$ s $^{-1}$ aufwies.

Es wurden gut reproduzierbare Bedingungen erreicht, wenn der Theta-Pinch mit durchströmendem Füllgas betrieben wurde. Verunreinigungen nach der Entladung wurden mit dem als Füllgas dienenden Stickstoff rasch genug abgepumpt. Der Entladungsstrom wurde jeweils mit einer Rogowski-Spule gemessen, welche die Theta-Pinch-Spule umschloß.

4.2 CO₂-Laser

Bei den hier beschriebenen Versuchen wurden die Aluminium-Atome mit Hilfe von CO₂ Laserstrahlung von einem Target abgedampft. Der Laser selbst war ein am Institut gebauter Oszillator vom TEA-Typ (Abb. 4-2).

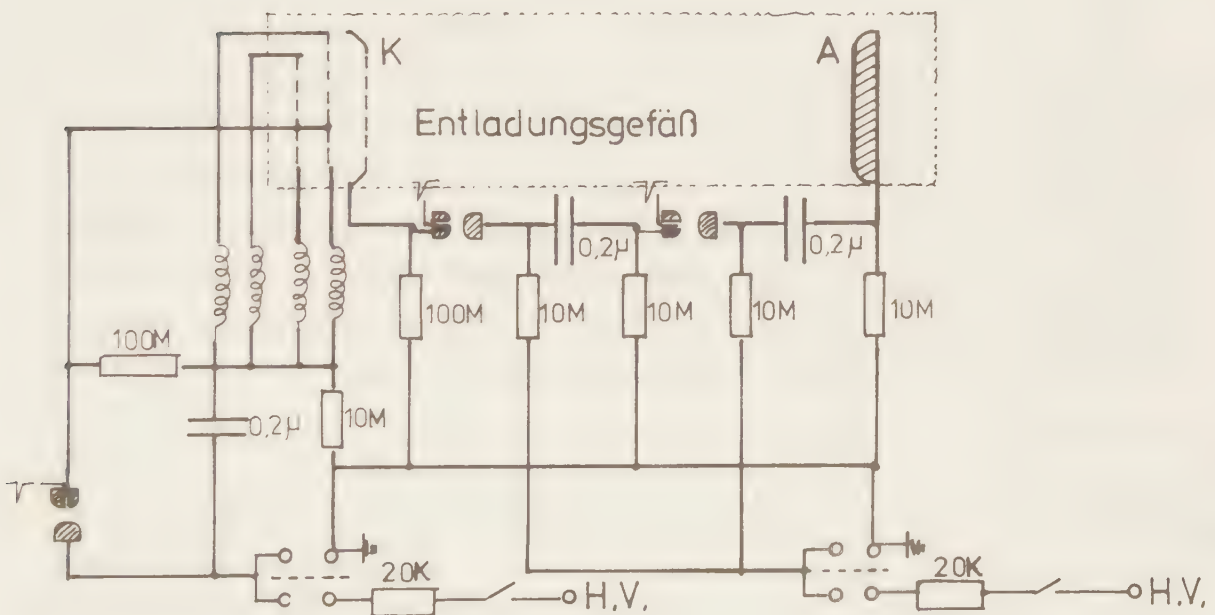


Abb.4-2: Schematische Darstellung des CO₂ Lasers

Die Energie des Laserpulses war bei einer Betriebsspannung von 38 kV ungefähr 4 J, seine Halbwertsbreite betrug etwa 100 ns. Als Arbeitsgas wurde eine Mischung von 20 % CO_2 und 80 % He ohne Zusatz von N_2 verwendet. Bei N_2 -Zusatz ergibt sich ein Nebenpuls, der zu Komplikationen beim Abdampfen führt /27/. Bei diesen Arbeitsbedingungen wurde eine Dichte der neutralen Aluminium Atome von 0,2 % bis 0,5 % der Elektronendichte des Plasmas erreicht.

4.3 Farbstofflaser

Als Pumplichtquelle für die Resonanzstreuung an den Al I Atomen (Abb. 4.4) wurde ein abstimmbarer, kommerzieller ZEISS Laser (Typ FL3B) verwendet. Zur Wellenlängenselektion sind ein Interferenzfilter und ein Fabry-Perot-Etalon in den Laser-Resonator eingebaut. Die Laserfrequenz wird dann durch einen KDP Kristall (Typ 590) verdoppelt. Das UV-Licht kann ein nachgestelltes, 3 mm dickes UG-5 Filter ungehindert passieren, während der nicht verdoppelte, sichtbare Anteil des Lichts von diesem Filter absorbiert wird. Die Bandbreite der Strahlung hinter dem Filter beträgt etwa $0,2 \text{ \AA}$ (für $\lambda = 3082 \text{ \AA}$) bei einer Pulsdauer von $0,5 \text{ \mu s}$. Für die Streuung an der Al I Linie bei $3082 \text{ \AA}$ wurde als Farbstoff Rhodamin B in Methanol mit einer Konzentration von $5,0 \times 10^{-4} \text{ mol/l}$ verwendet, für die Streuung bei $4663 \text{ \AA}$ an der Al II Linie Coumarin 47 in Äthanol bei gleicher Konzentration.

4.4 Eichung der Laserwellenlänge

Zur Eichung der Laserwellenlänge wurde eine Ne-Spektrallampe als Lichtquelle verwendet. Der Aufbau ist in Abb. 4-3 dargestellt.

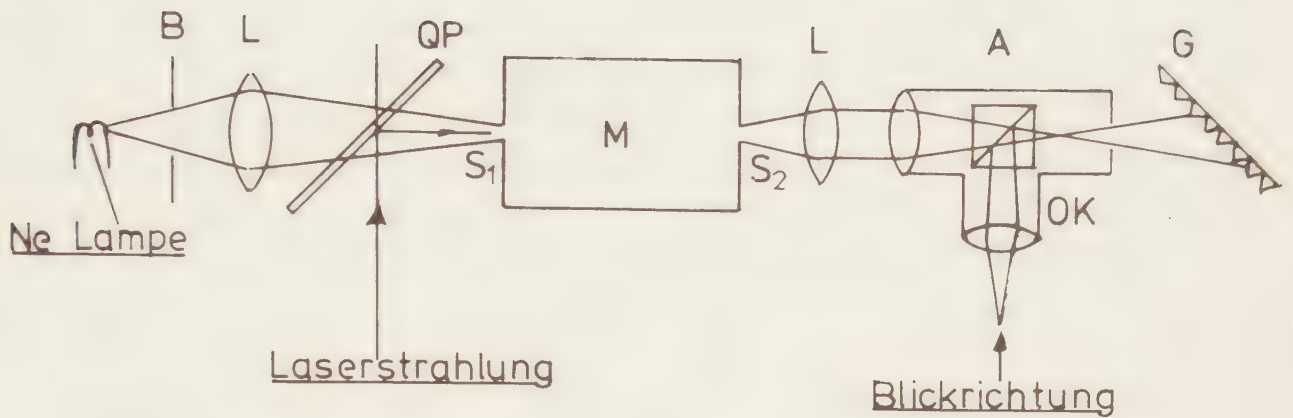


Abb.4-3: Aufbau zur Eichung der Laserwellenlänge

Das Licht der Ne-Lampe wurde durch eine Blende B, eine Linse L_1 und eine dünne Quarzplatte QP auf den Eintrittsspalt S_1 eines Monochromators M abgebildet. Das aus dem Austrittsspalt S_2 kommende Licht dann durch die Linse L_2 auf einen Autokollimator A gebündelt. Der Monochromator dient als Wellenlängen-Vorselektor, ein Gitter G hinter dem Autokollimator dann als Wellenlängenselektor. Das von dem Gitter reflektierte Licht wird durch ein Okular OK im Autokollimator beobachtet. Die Laserstrahlung wurde ebenfalls an der Quarzplatte QP reflektiert und nahm den gleichen Weg wie das Strahlbündel der Ne-Lampe. Zuerst wurde der Monochromator mit genau bekannten Ne-Spektrallinien geeicht. Dann wurden das Interferenzfilter und das Fabry-Perot-Etalon im Laser-Resonator unter

Beobachtung durch das Okular justiert, bis vom Gitter reflektierte Laserstrahlung mit der ebenfalls am Gitter reflektierten gewünschten Ne-Spektrallinie in gleicher Stellung übereinstimmen. Die Genauigkeit der Eichung hängt von den Spaltbreiten des Monochromators ab. Nach dieser Eichung wurden CO_2 -Laser und Farbstofflaser zusammen ausgelöst, und durch den Meßteil des Versuchsaufbaus wurde die Resonanz-Fluoreszenz der angeregten AlI Atome beobachtet.

4.5 Meßanordnung

Eine Skizze des experimentellen Versuchsaufbaus ist in Abb. 4-4 wiedergegeben. Der CO_2 -Laser wird 100 μs nach dem Zünden der Theta-Pinch-Entladung ausgelöst. Die Strahlung wird nach Durchgang durch eine Irisblende IB und nach Reflexion an einem Ni-Cu-Au Spiegel S durch die Linse SL_1 ($f = 35 \text{ cm}$) auf das Aluminium-Target fokussiert. Ungefähr 8 bis 10 % der einfallenden Laserstrahlung werden dabei durch eine zwischen Irisblende und Spiegel S_1 angeordnete Salz-Platte SP ausgelenkt. Diese Strahlung geht durch die Salz-Linse SL_1 auf einen Photon-Drage-Detektor PDD_1 (ROFIN Modell 7410), der als Monitor des CO_2 -Lasers dient. Das Reflexionsvermögen des Targets für die CO_2 -Laserstrahlung wird mit derselben Salz-Platte, einer Salz-Linse SL_2 und einem weiteren Photon-Drage-Detektor PDD_2 untersucht.

Die Energie der Strahlung konnte durch Polyäthylenfolie verändert werden. Das Signal einer kleinen Induktionsspule in der Nähe des CO_2 -Lasers löst über ein Verzögerungsgerät, mit dem man den zeitlichen Abstand zwischen dem CO_2 -Laserpuls und

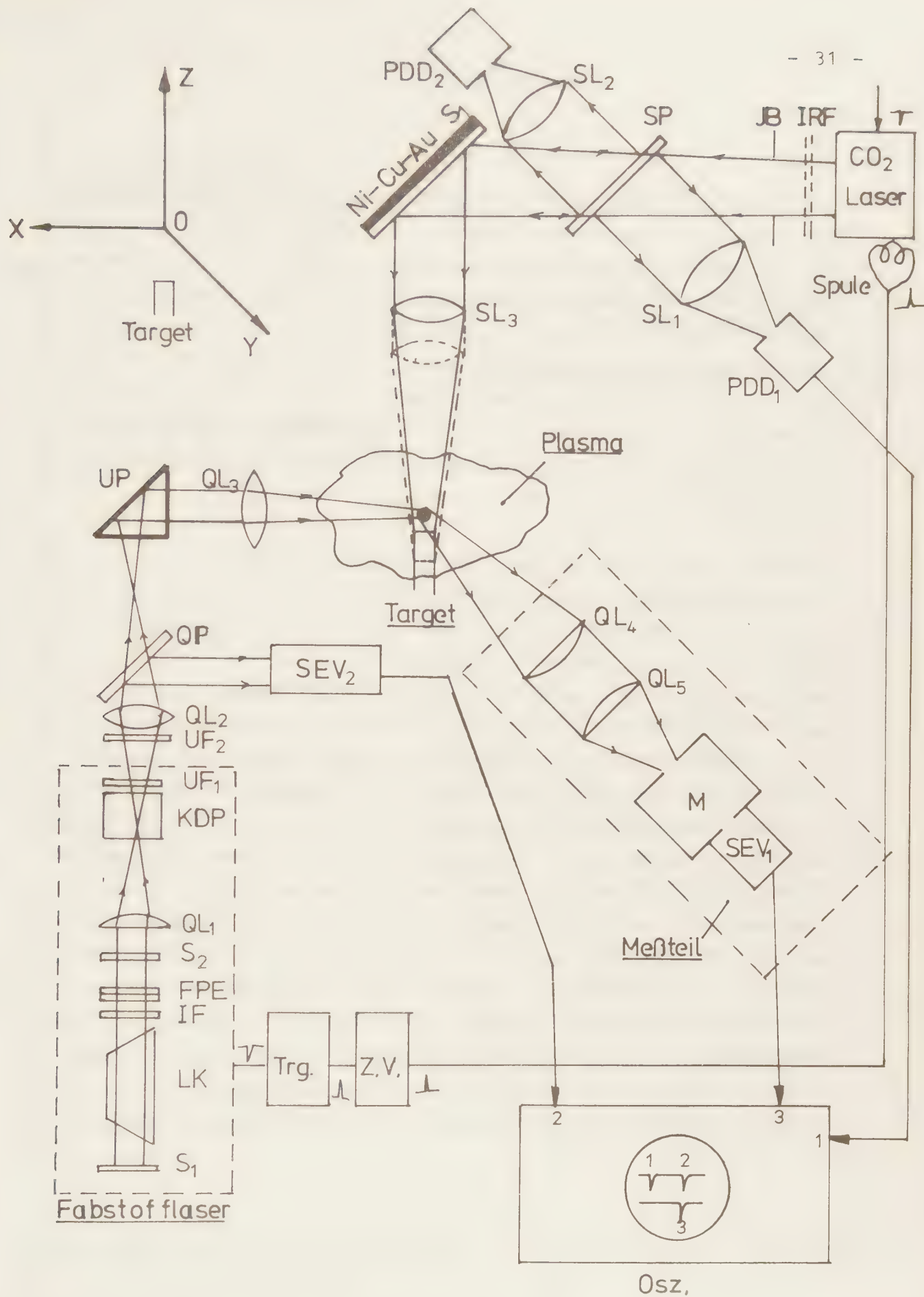


Abb.4-4: Experimenteller Versuchsaufbau.

dem Farbstofflaserpuls variieren kann, ein 14 kV-Triggergerät aus, das seinerseits die Zündung des Farbstofflasers bewirkt. Zur Erreichung eines höheren Wirkungsgrades bei der Frequenzverdopplung der Laserstrahlung wird die Ausgangsstrahlung des Farbstofflasers mit einer Quarzlinse QL_1 auf den KDP Kristall fokussiert /28/, und schließlich die frequenzverdoppelte Strahlung mit der Linse QL_2 , dem Umlenkprisma UP und der letzten Linse QL_3 auf die gewünschte Stelle im Entladungsgefäß des Theta-Pinches. Der Brennfleck hat dabei einen Durchmesser von etwa 1 mm^2 .

Zwischen der Linse QL_2 und dem Umlenkprisma wird ein Teil der Farbstofflaserstrahlung von einer Quarzplatte QP reflektiert, und ein Photomultiplier (Typ RCA 1P28) dient als Monitor des Farbstofflasers. Verschiedene UV Filter zwischen KDP Kristall und Quarzlinse QL_2 gestatten die Veränderung der Intensität der Farbstofflaserstrahlung. Der Meßteil selbst besteht aus zwei Quarzlinsen QL_4 und QL_5 sowie einem Monochromator M (Modell H20 von Jobin Yvon) mit einem Photomultiplier (RCA 1P28). Zur Absolutmessung der Intensität der Resonanz-Fluoreszenz der angeregten Atome mußte die gesamte Anordnung absolut geeicht werden. Dazu wurde eine geeichte Wolframbandlampe benutzt. Die absolute Empfindlichkeit des Meßteils ist in Abb. 4-5 dargestellt. Der Fehler ist kleiner als 5 %. Zur Sicherstellung, daß kein Falschlicht die Eichung störte, wurden teilweise Filter vor dem Monochromator benutzt. Der Meßteil ist unter 90° zur Strahlungsrichtung der Laser aufgebaut. Alle Signale wurden mit einem Oszillografen, der sich in einer abgeschirmten Meßkabine befand, registriert und mit einer Polaroid-Kamera fotografiert.

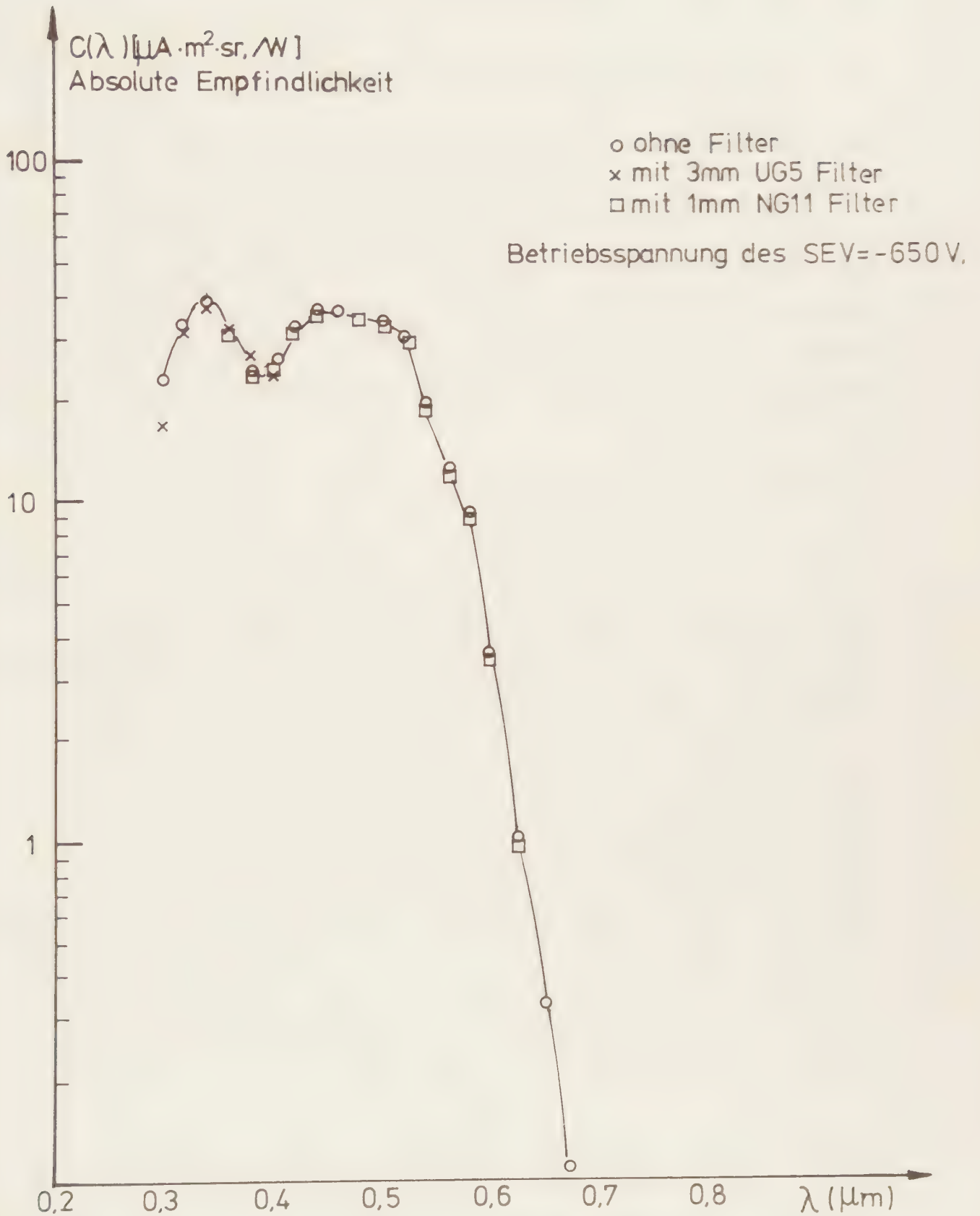


Abb. 4-5: Absolute Empfindlichkeit des Meßteils

5. Meßergebnisse und Auswertung

5.1 Messung von Plasmadichte und Temperatur

Die Elektronendichte und Elektronentemperatur wurden als Funktion der Zeit mit spektroskopischen Methoden bestimmt. Man integriert dabei zwar entlang der Beobachtungsrichtung, doch haben genauere Messungen unter Zuhilfenahme der Abel-Inversion immer gezeigt, daß nach Abklingen des Entladungsstroms das Plasma in der Rekombinationsphase als homogen angesehen werden kann. Die Elektronendichte der H_2 -Plasmen wurde aus der gemessenen Stark-Verbreiterung der H_β - und H_γ -Linien bestimmt.

Nach Griem /29/ ist die Elektronendichte

$$(5-1) \quad N_e = K(N_e, T) \cdot \Delta\lambda_s^{3/2},$$

wobei $\Delta\lambda_s$ die volle Stark-Breite ist, und der Koeffizient $K(N_e, T)$ nur gering von T und N_e abhängt. Aus dem Intensitäts-Verhältnis zwischen der H_β -Linie und Kontinuum kann weiter die Plasmatemperatur bestimmt werden /30/. Diese Messungen wurden hier bei vier verschiedenen Fülldrucken (10 mTorr, 20 mTorr, 40 mTorr, 80 mTorr Wasserstoff) in der Mitte des Theta-Pinches, entlang eines Durchmessers des Entladungsröhres durchgeführt. Als Spektralapparat diente ein 1-Meter-Monochromator der Firma SPEX mit einem Photomultiplier vom Typ 1 P28. Abb. 5-1 und 5-2 zeigen die Ergebnisse als Funktion der Zeit. Die Doppler-Verbreiterung sowie die Spaltbreite des Monochromators wurden in der Auswertung der Elektronendichten berücksichtigt. Der experimentelle Fehler ist kleiner als 25 %.

Elektronendichte und Temperatur sind bei Fülldrucken von 10 mTorr und 20 mTorr 80 μ s nach Beginn der Entladung wegen zu geringer Lichtintensität nicht mehr meßbar. Die zeitliche Veränderung von N_e und T_e ist bei 40 und 80 mTorr 100 μ s

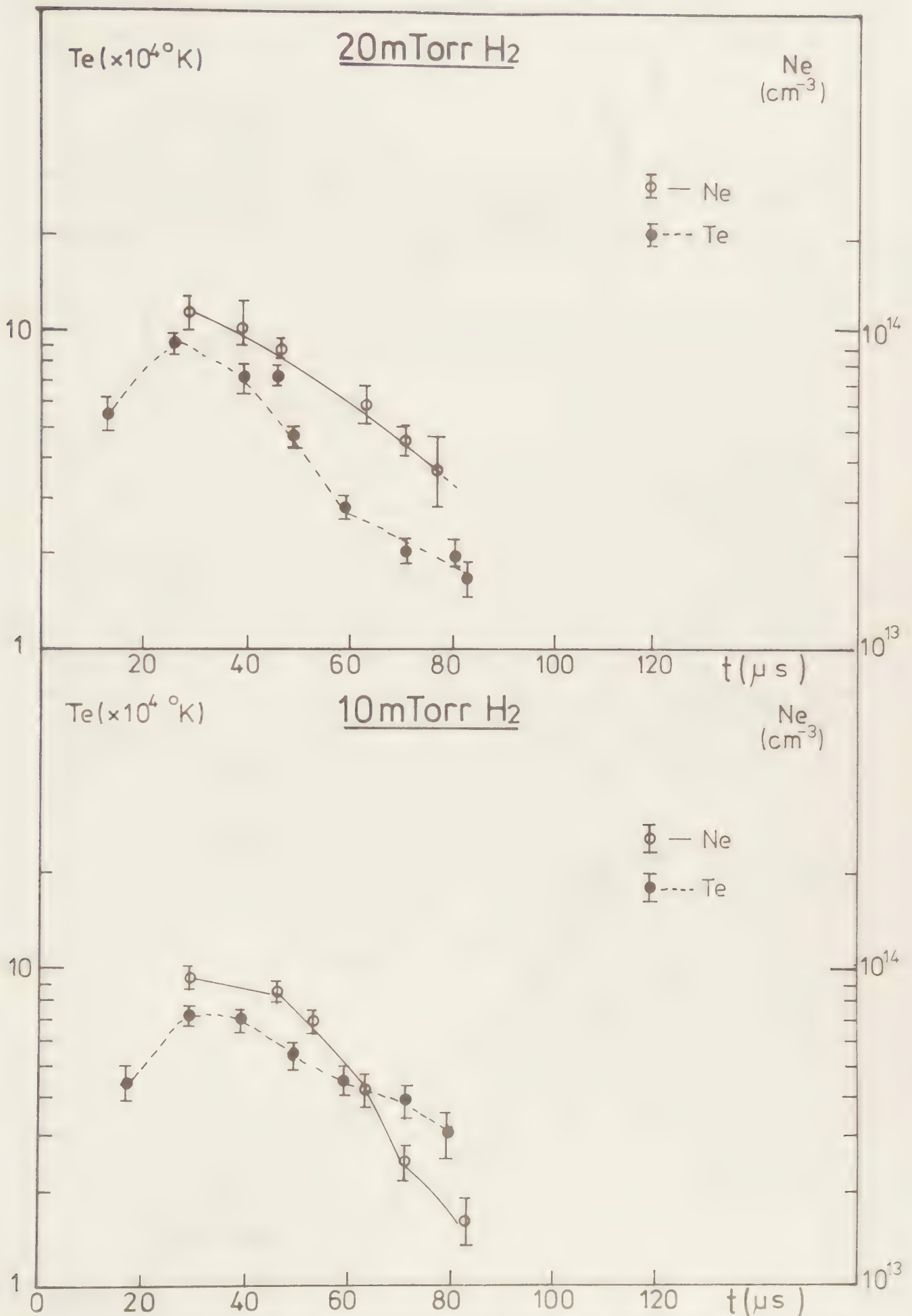


Abb.5-1: Te und Ne im Theta-Pinch als Funktion der Zeit

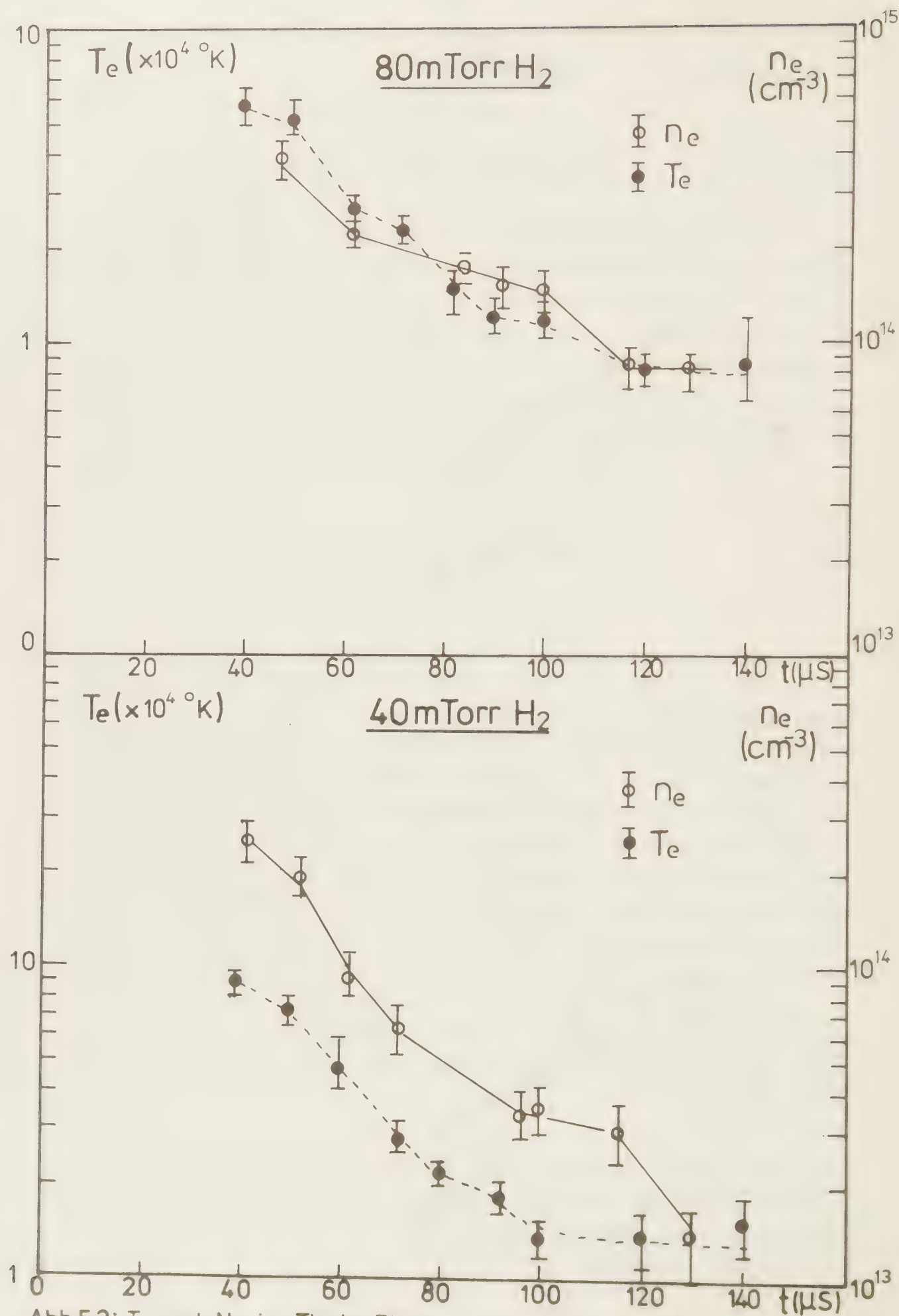


Abb.5-2: T_e und n_e im Theta-Pinch als Funktion der Zeit

nach der Zündung relativ so langsam geworden, daß man zuverlässig das Plasma als homogen und isotrop betrachten kann. Zu diesem Zeitpunkt wurde daher auch der CO₂-Laser ausgelöst.

5.2 Bestimmung der AlI Atomdichte im Grundzustand

5.2.1 Auswertungsmethode

Die Atomdichte wird aus der Maximalintensität des Resonanz-Fluoreszenz-Signals ($n_{3s \text{ max}} = n_{3s} (t \rightarrow 0)$) berechnet (siehe Kap. 2). Der Farbstofflaser muß dabei selbstverständlich im Sättigungsbereich betrieben werden. Um die dafür richtigen Arbeitsbedingungen des Farbstofflasers einstellen zu können, wurde zunächst die maximale Besetzungsdichte $n_{3s \text{ max}}$ relativ als Funktion der Laserenergie gemessen (siehe Abb. 5-3). Für die Berechnung der absoluten AlI Atomdichte im Zustand $3^2D_{3/2}$ (siehe Abb. 1-1), entsprechend dem Niveau 3 in unserem Modell, war dann noch die Absolut-Eichung des Meßteils notwendig (Kap. 4.5).

Die beobachtete maximale Intensität des Resonanz-Fluoreszenz-signals ist der Teilchendichte proportional, und wir schreiben

$$(5-2) \quad n_{3s \text{ max}} = A \times I_{\text{max}} ;$$

für A erhält man

$$A = \left[\ell_y \times \frac{\ell_z}{\ell_s} \times C(\lambda) \times \frac{h\nu}{4\pi} \times A_{32} \times f \right]^{-1} ;$$

ℓ_y = Durchmesser des Laserstrahls im Plasma in Beobachtungsrichtung (y).

ℓ_z = Durchmesser des Laserstrahls in z-Richtung.

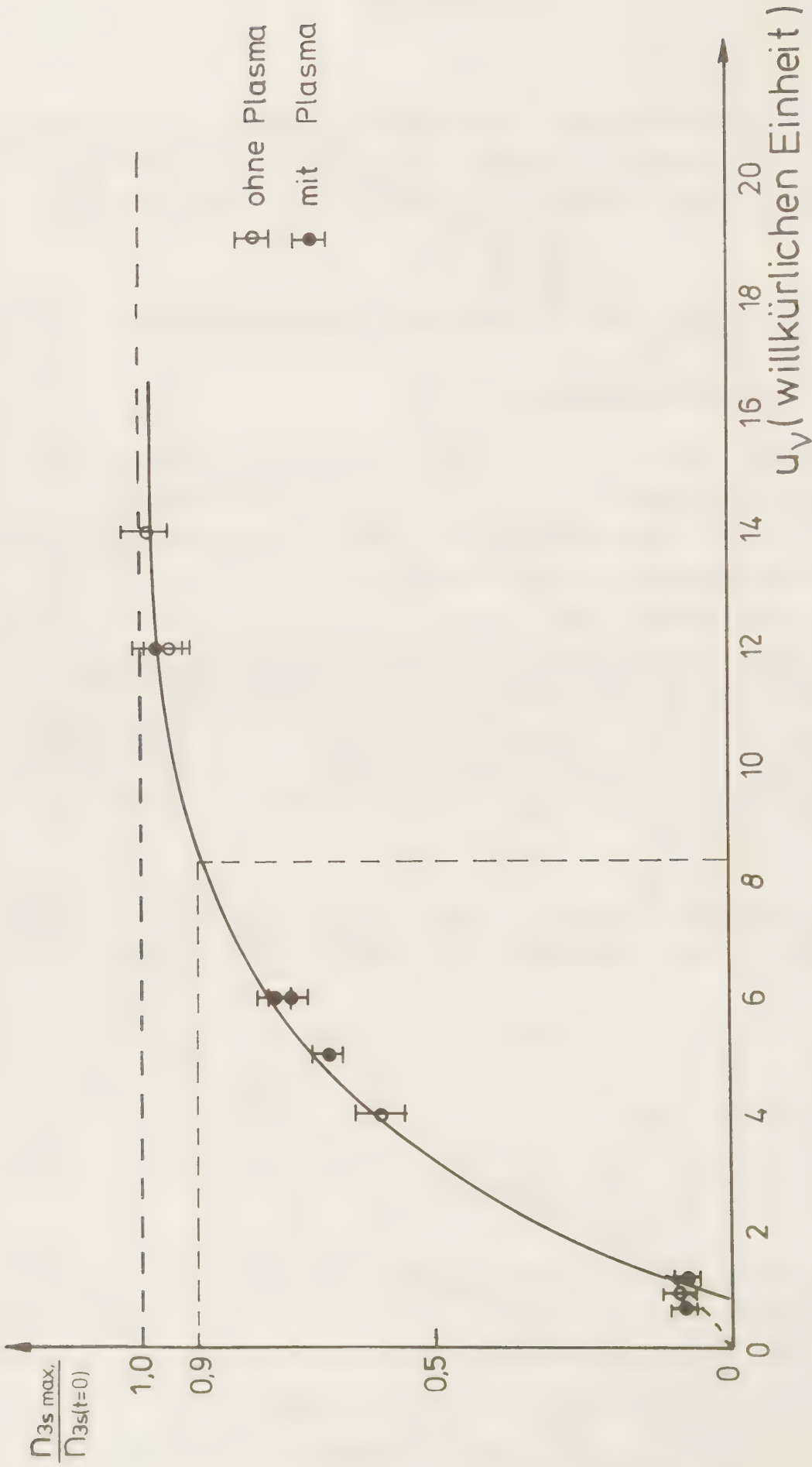


Abb.5-3: Maximale Besetzungsdichte im Zustand $3(^2D_{3/2})$ als Funktion der Energiedichte des Farbstofflasers, (in 80 mTorr H_2)

- ℓ_s = Höhe des Monochromatorspaltes (gleich bei Eichung und Messung).
- $C(\lambda)$ = Absolute Empfindlichkeit des Meßteils (sie ist von der Wellenlänge abhängig, siehe Abb. 4-5).
- A_{32} = Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission vom Niveau 3 ins Niveau 2.
- f = Korrektur-Faktor bedingt durch die Änderung der Betriebsspannung des SEV: bei der Messung war sie -900 V, bei der Eichung -650 V; für f erhielten wir $f = 10.2$.
- $I_{\max}$ = Maximale Intensität in Volt des Photomultiplier-Signals entsprechend einem Meßwiderstand von 50 Ω .

Zahlenbeispiel in diesem Versuch:

$$\begin{aligned}\ell_s &= 0,2 \text{ cm} ; \\ \ell_z &\approx \ell_y \approx 0,1 \text{ cm} ; \\ \lambda &= 3092 \text{ \AA} \text{ für den Übergang } {}^2D_{3/2} \rightarrow {}^2P_{3/2} \text{ in AlI} \\ h\nu &= 3,9 \text{ eV}; \quad A_{32} ({}^2D_{3/2} - {}^2P_{3/2}) = 0,12 \times 10^8 \text{ s}^{-1}; \\ C(\lambda) &= 24 \text{ } \mu\text{A} \cdot \text{m}^2 \text{ sr/W}\end{aligned}$$

Damit wird $A = 2,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ V}^{-1}$.

Bei $I_{\max} = 0,1 \text{ V}$ am Photomultiplier wird die entsprechende Atomdichte im Zustand 3 ${}^2D_{3/2}$;

$$n_{3s \text{ max}} = 2.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} .$$

Da andererseits $n_{3s \text{ max}} \approx n_{3s} (t \rightarrow 0)$ ist, kann die Dichte freier AlI Atome im Grundzustand 3 ${}^2P_{1/2}$ mit Hilfe der Gleichung (2-9) berechnet werden:

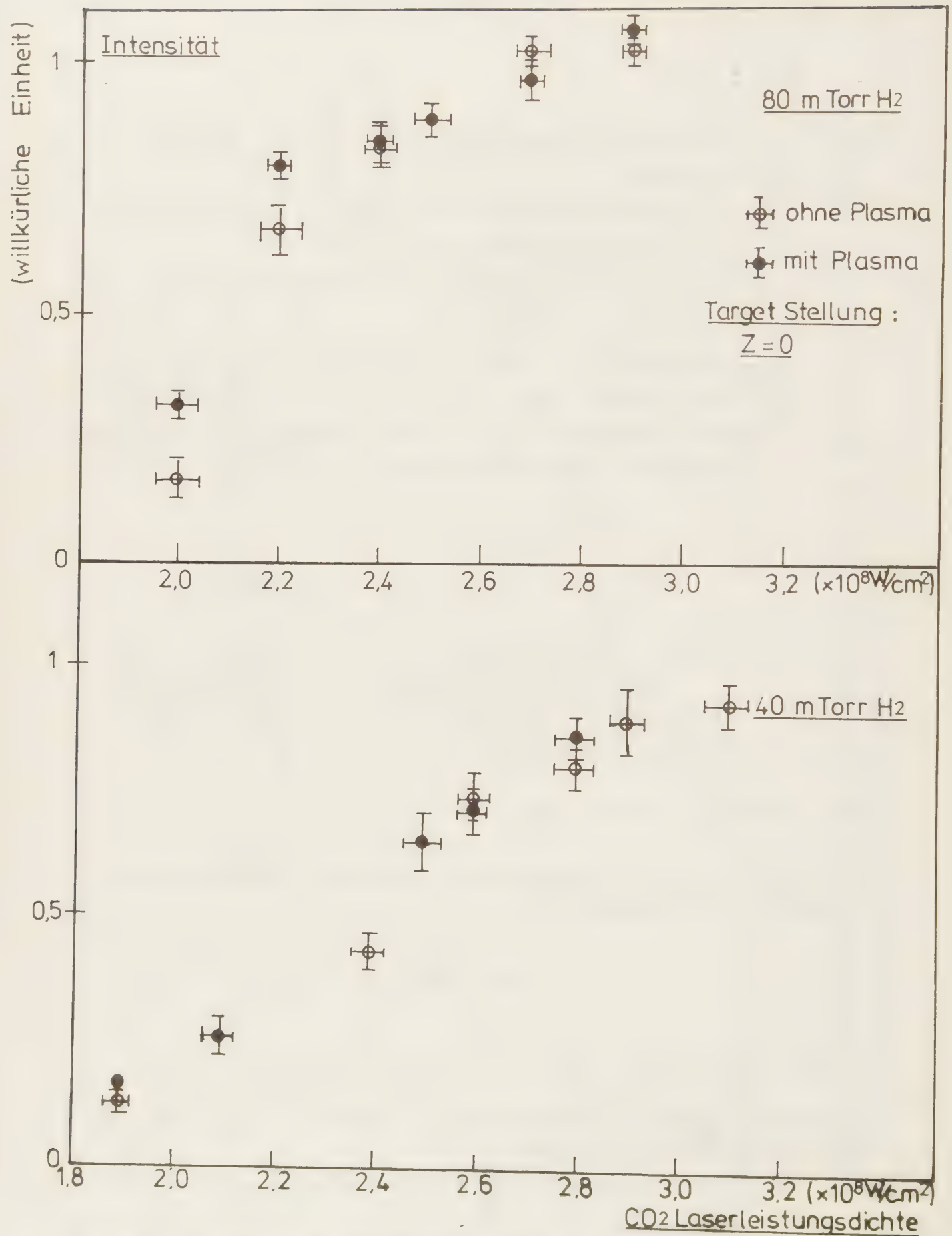


Abb.5-4: Vergleich der maximalen Intensitäten des Streusignals im Gas und im Plasma.

$$(5-3) \quad n_g(3^2P_{1/2}) = \tau^{-1} n_{3s} \max = (1 + g_1/g_3) \times A \times I_{\max} \\ \approx 4,0 \times 10^{11} \times I_{\max} \text{ cm}^{-3}.$$

(Es sind $g_1 = 2$ und $g_3 = 4$).

Gl (5-2) wird dann ebenfalls zur Berechnung der Dichte der AlI Atome im Zustand $3^2D_{3/2}$ bei Anwesenheit von Plasma verwendet. Aus den Meßergebnissen (Abb. 5-3 und Abb. 5-4) wird ersichtlich, daß bei Plasmadichten von $n_e = 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ Stöße im Plasma einen geringen Einfluß auf die Intensität des Fluoreszenzsignals haben: In Gl. (2-19) kann daher $D_3 \approx 0$ gesetzt werden, und mit $n_{3s} \max \approx n_{3s}^D \max$ wird Gl. (5-3) in der gleichen Form auch für die Messungen im Plasma gültig.

5.2.2 Besetzungsdichte der AlI Atome im Grundzustand

Wie aus Abb. 1-1 ersichtlich besteht der unterste Zustand des AlI Atoms aus 2 Niveaus. Es ist daher möglich, daß beim Abdampfvorgang des Materials durch den CO_2 -Laser beide Niveaus besetzt sind. Um über ihre relative Besetzung etwas aussagen zu können, haben wir ebenfalls versucht, die Besetzungsdichte des Niveaus $3^2P_{3/2}$ des Grundzustandes zu messen. Dazu wurde die Farbstofflaserwellenlänge auf $3092.8 \text{ \AA}$ abgestimmt und die Intensität der Resonanz-Fluoreszenz des Übergangs $3^2D_{3/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ betrachtet. Für die Konstante A erhalten wir entsprechend $A = 4.96 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und die Dichte im Zustand $3^2P_{3/2}$ dann in Analogie zu (5-3):

$$(5-4) \quad n_g(3^2P_{3/2}) = (1 + g_3/g_1) \times 4.96 \times 10^{10} \times I_{\max} \text{ cm}^{-3} \\ \approx 1.50 \times 10^{11} \times I_{\max} \text{ cm}^{-3}.$$

Für eine einfallende CO_2 -Laserleistungsdichte von $2,8 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ wurde diese Besetzungsdichte im Niveau $3 \text{ }^2\text{P}_{3/2}$ im Vakuum bei der Stellung $z = 0$, d.h. gerade über der Targetoberfläche, gemessen. In Abb. 5-17 sehen wir das Ergebnis zusammen mit der Dichte im untersten Zustand $3 \text{ }^2\text{P}_{1/2}$. Wir erhalten eine relative Besetzung

$$\frac{n(3 \text{ }^2\text{P}_{3/2})}{n(3 \text{ }^2\text{P}_{1/2}) + n(3 \text{ }^2\text{P}_{3/2})} = (0,08 \pm 0,01),$$

d.h. bei obiger Leistungsdichte des einfallenden CO_2 -Lasers werden weniger als 10 % der Aluminium-Atome im oberen Niveau $3 \text{ }^2\text{P}_{3/2}$ erzeugt, alle Atome sind praktisch im untersten Zustand. Dieses Ergebnis zeigt, daß die vom Target abgedampften Atome sich in Bezug auf ihre Besetzung nicht in einem thermodynamischen Gleichgewicht befinden, denn obiges Besetzungsverhältnis würde einer Temperatur von 54 K entsprechen.

5.3 Messung der AlI Atomdichte bei verschiedenen CO₂-Laserleistungsdichten.

Zur Bestimmung einer geeigneten Betriebsbedingung des CO₂-Lasers wurde die Beziehung zwischen der "abgedampften" Atomdichte und der Laserleistungsdichte mit der Zeit als Parameter direkt über dem Target ($z = 0$) im Vakuum untersucht. Abb. 5-5 zeigt die Ergebnisse. Zwischen $2,2 \times 10^8$ und $3,0 \times 10^8$ W/cm² nimmt die Dichte zunächst exponentiell mit der Leistungsdichte zu, wobei die Besetzungsdichte der Aluminium-Atome in höheren angeregten Zuständen kleiner als 5 % ist (dies ergab sich aus der gleichzeitigen Messung von absoluten Intensitäten geeigneter Emissionslinien). Wird die Laserleistungsdichte größer als $3,0 \times 10^8$ W/cm² zeigt die Dichte der abgedampften neutralen Atome die Tendenz, wieder abzunehmen. Die Erklärung dafür ist, daß relativ mehr Aluminium-Ionen bzw. ein Aluminium-Plasma durch die höhere Intensität des CO₂-Lasers am Target erzeugt wurde.

Die Abbildungen 5-6 bis 5-8 zeigen zunächst die gemessenen Atomdichten direkt über der Targetoberfläche ($z = 0$) als Funktion der Zeit im Vakuum, in 40 mTorr und in 80 mTorr H₂-Gas. Die einfallende CO₂-Laserleistungsdichte war $3,2 \times 10^8$ W/cm². Die Fläche unter dem zeitlichen Verlauf ist in allen drei Abbildungen innerhalb der experimentellen Fehler gleich: das bedeutet, daß die Anzahl der abgedampften AlI Atome ebenfalls gleich ist. In den Abbildungen 5-7 und 5-8 werden gleichzeitig auch die Ergebnisse wiedergegeben, wenn in dem Theta-Pinch bei dem entsprechenden Fülldruck ein Plasma erzeugt wird. Man erkennt, auch unter diesen Bedingungen werden vom CO₂-Laser die gleiche Anzahl von AlI-Atomen freigesetzt. In Abb. 5-9 sehen wir die Ergebnisse für eine Leistungsdichte von $2,8 \times 10^8$ W/cm².

Während dieser Untersuchungen zeigte sich, daß es für die Erzielung reproduzierbarer Meßergebnisse sehr wesentlich war, die Targetoberfläche sauber und oxydfrei zu halten.

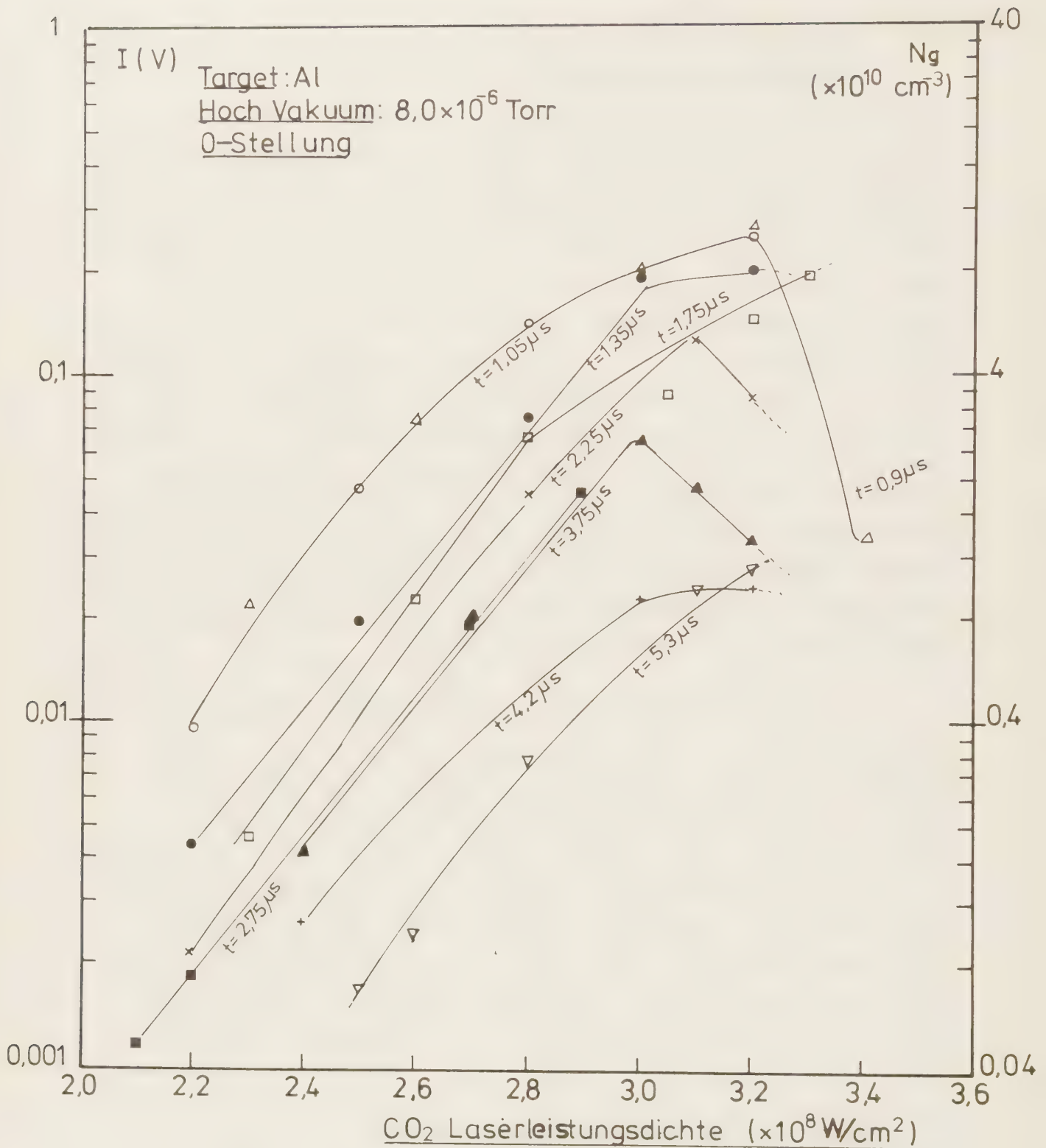


Abb. 5-5: Dichte der Al-Atome im Grundzustand als Funktion der Laserleistungsdichte zu verschiedenen Zeiten direkt über dem Target ($z=0$)



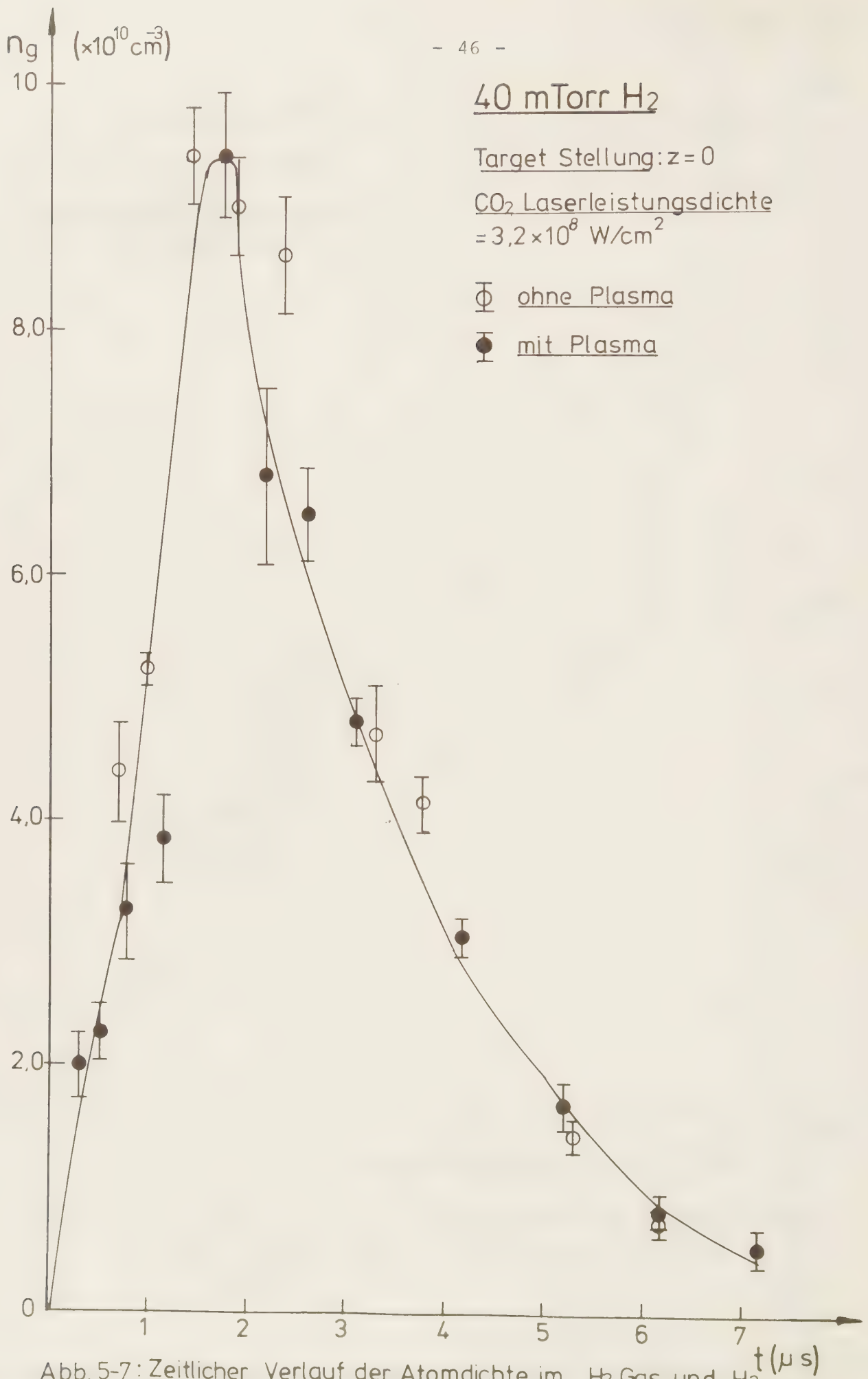


Abb. 5-7: Zeitlicher Verlauf der Atomdichte im H₂ Gas und H₂ Plasma

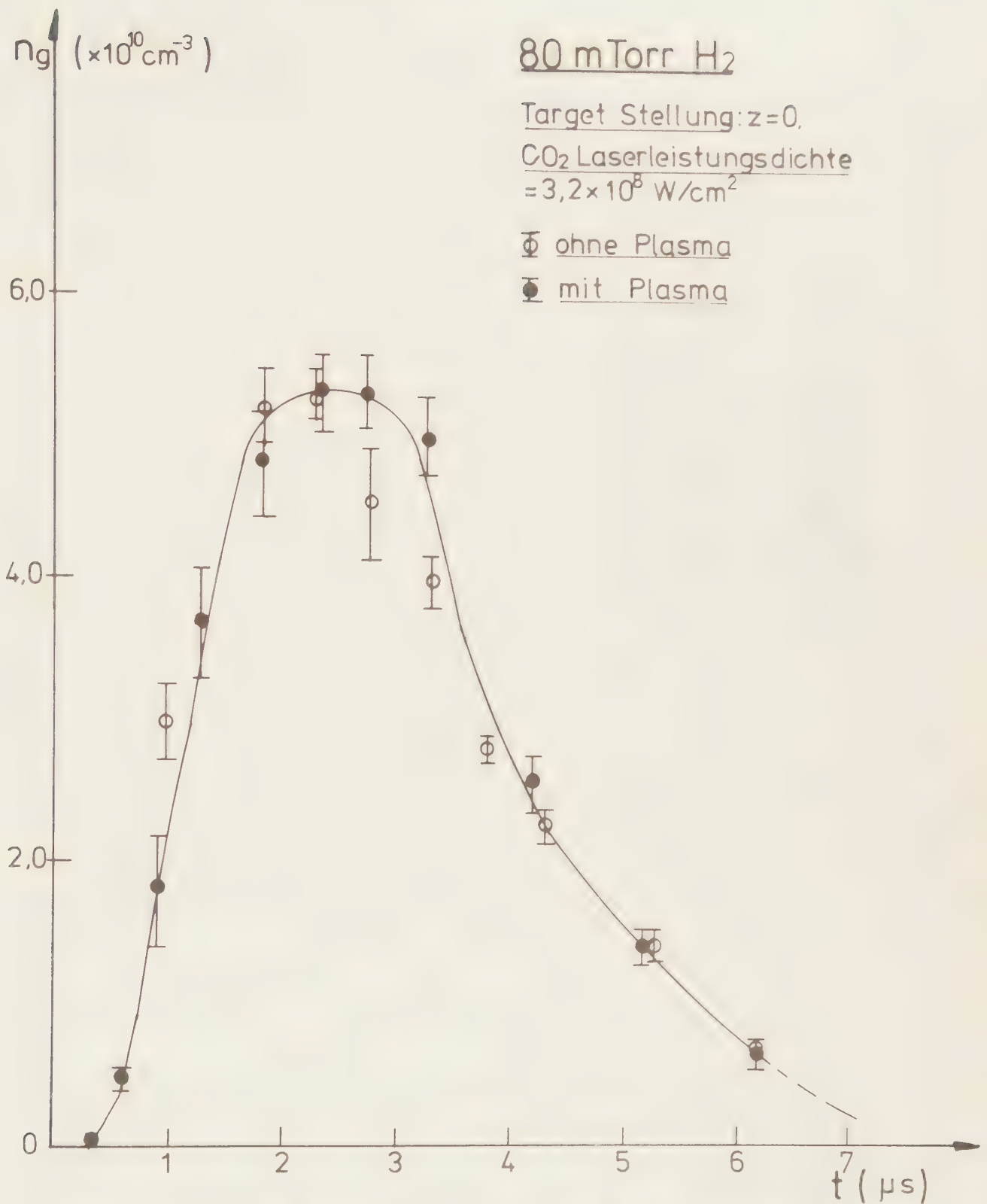


Abb.5-8: Zeitlicher Verlauf der Atomdichte im H_2 Gas und H_2 Plasma

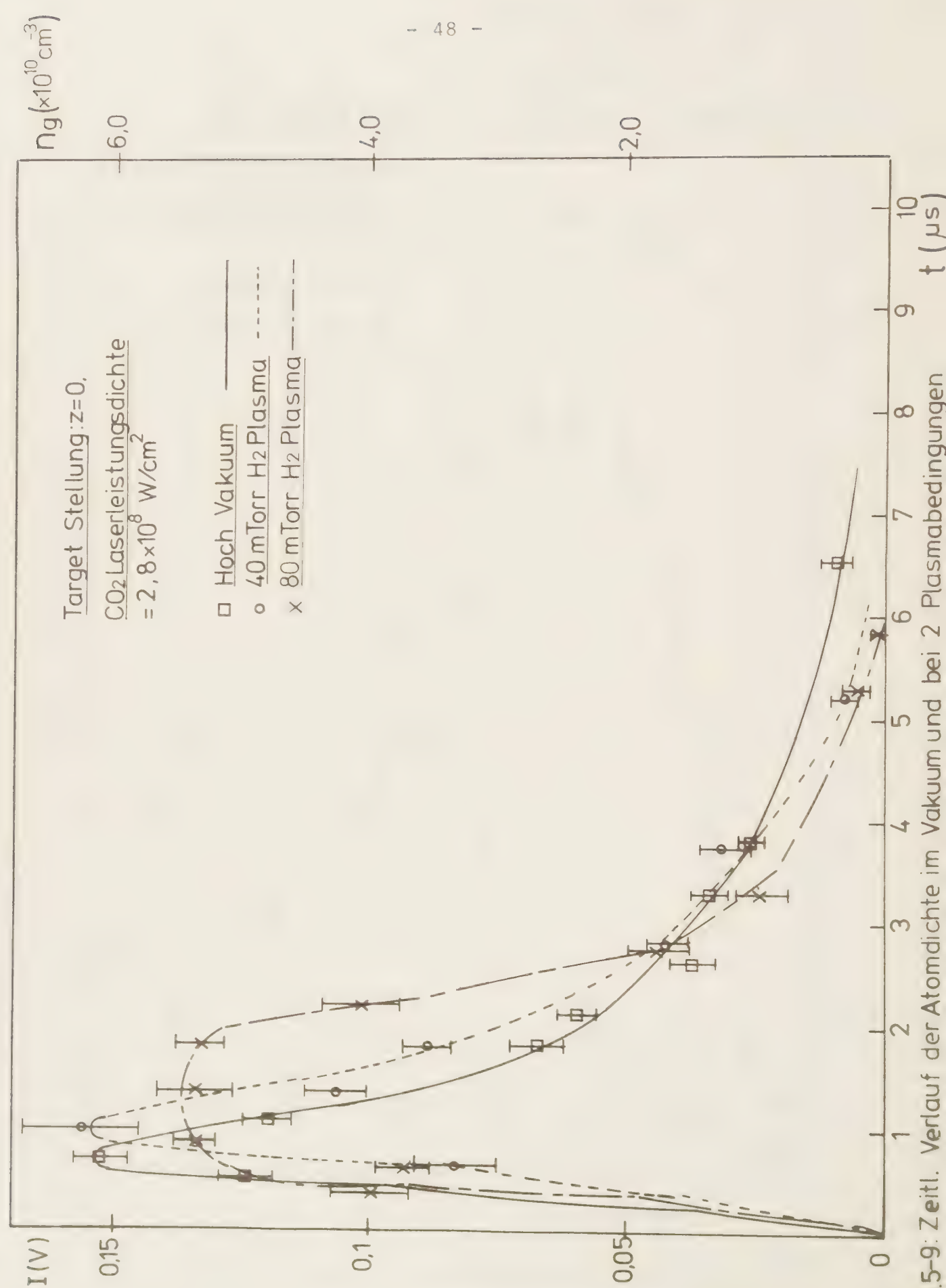


Abb.5-9: Zeitl. Verlauf der Atomdichte im Vakuum und bei 2 Plasmabedingungen

5.4 Ausbreitung der AlI Atome

5.4.1 Im Vakuum

Bei einem Vakuum von $6,0 \times 10^{-6}$ Torr wurde die Dichte der AlI Atome in Richtung der Target-Achse bei 5 verschiedenen Abständen vom Target gemessen. Ihre Ausbreitung ist in Abb. 5-10 dargestellt. Die "abgedampften" Atome haben zunächst an der Target-Oberfläche ($z=0$) eine Pulsdauer von etwa 6 μ s. Die Fläche unter dem zeitlichen Verlauf verändert sich dann nicht bis zu einer Entfernung von 0,9 cm vom Target: das bedeutet, daß die beobachtete gesamte Anzahl der neutralen Aluminium-Atome konstant bleibt. Wir folgern daraus, daß die Atome, die von der Mitte des Targets ausgehen, sich wie ein Atomstrahl mit sehr hoher Geschwindigkeit verhalten. Die Konvektionsströmung geht bis zu der Entfernung von 0.9 cm, und dann etwa fängt eine freie Expansion an. Aus der relativen Lage der Maxima der Dichte bei den verschiedenen Meßpunkten kann man eine Schwerpunkts-geschwindigkeit berechnen. Sie beträgt etwa $2,0 \times 10^5$ cm/s, was einer Energie der AlI Atome von etwa 1 eV entspricht. Vergleicht man dieses Ergebnis mit der von Anisimov et al./31/ gemessenen Teilchengeschwindigkeit, so muß man schließen, daß in unserem Fall die neutralen Aluminium-Atome nicht durch einen "Abdampfungsprozess" vom Target ausgehen, sondern mit relativ hoher Geschwindigkeit vom Target abgesprengt werden. Der eigentliche Mechanismus dabei ist uns nicht bekannt.

5.4.2 Im Plasma

Die Ausbreitung der Atome in einem Plasma wurde bei zwei verschiedenen Elektronendichten gemessen. Abb. 5-11 zeigt das Ergebnis für ein Plasma mit einem Anfangs-Fülldruck von 40 mTorr Wasserstoff. Zum Zeitpunkt der Injektion der Atome war die Elektronendichte $n_e \approx 3,0 \times 10^{13}$ cm $^{-3}$, die Elektronen-temperatur $T_e \approx 1$ eV. Die Konzentration der AlI Atome

Hoch-Vakuum

($6,0 \times 10^{-6}$ Torr)

CO₂ Laserleistungsdichte
 $= 2,8 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$

$V_z = \Delta Z / \Delta t = 2,0 \times 10^5 \text{ cm/s.}$

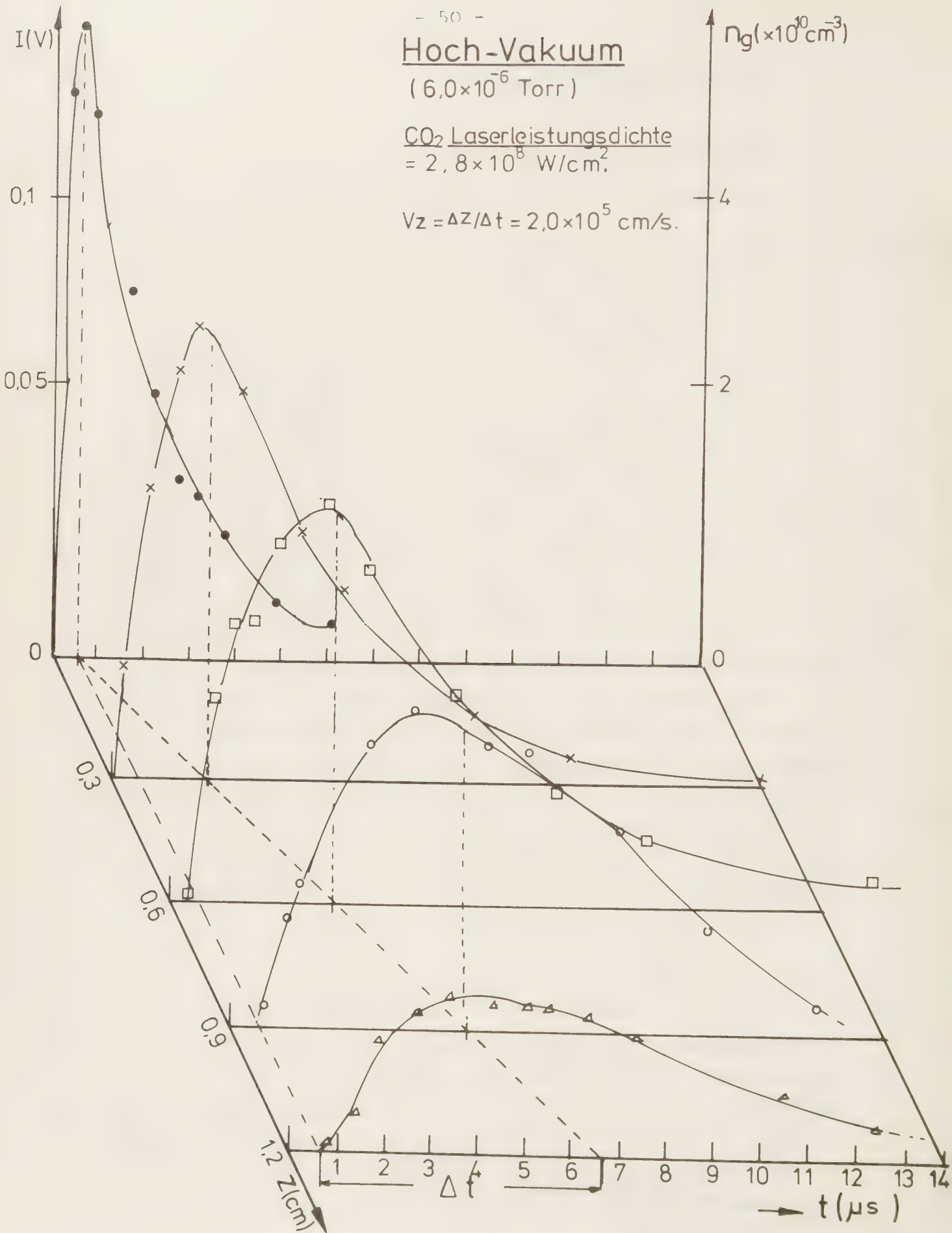


Abb.5-10: Ausbreitung der Al I Atome im Hoch-Vakuum.

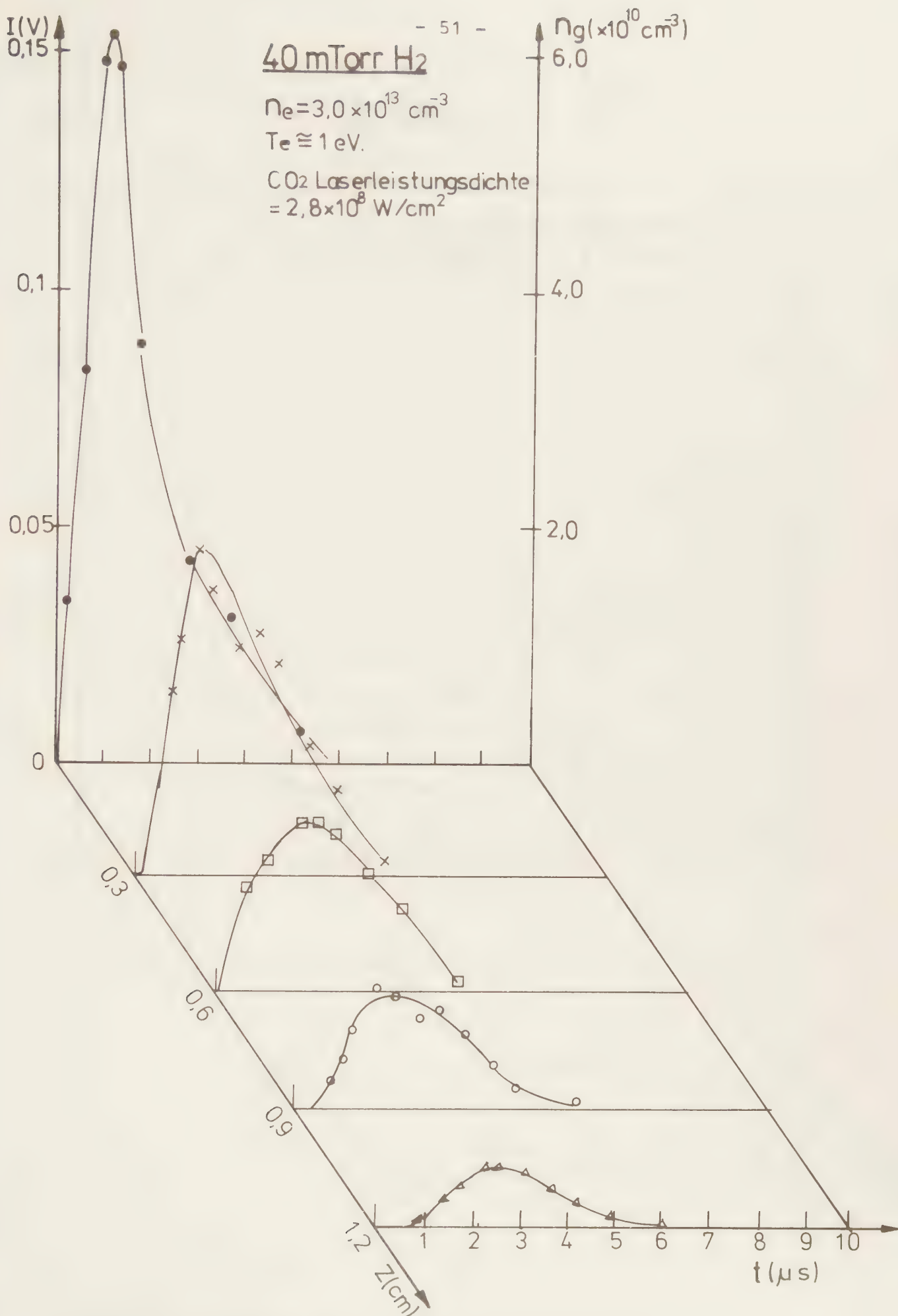


Abb.5-11: Ausbreitung der Al I im 40 mTorr H₂ Plasma

betrug 0,2 %. In der Entfernung 1,5 cm vom Target war die Atomdichte nicht mehr meßbar; ebenfalls konnten bei einem zeitlichen Abstand von 6 μ s zwischen CO₂-Laserpuls und Farbstofflaserpuls keine Aluminium-Atome mehr nachgewiesen werden. Bei dem 80 mTorr H₂-Plasma (die Elektronendichte betrug dann $1,5 \times 10^{14}$ cm⁻³) war die AlI Atomdichte bereits 1,0 cm vom Target entfernt nicht mehr meßbar (Abb. 5-12).

Zum Vergleich haben wir Messungen bei gleichem Einfülldruck aber ohne Zündung des Theta-Pinches wiederholt. Abb. 5-13 zeigt die Ergebnisse für den Abstand $z = 0,3$ cm vom Target entfernt. Wie wir bei der Auswertung sehen werden, ist der Diffusionskoeffizient im Plasma zwar größer, doch muß die relative Abnahme der gemessenen Teilchendichte im zeitlichen Verlauf auf ionisierende Stöße mit den Plasmateilchen zurückgeführt werden: bei den Abständen 1,5 cm im 40 mTorr H₂-Plasma und 1,0 cm im 80 mTorr H₂-Plasma sind alle Atome schon bereits ionisiert worden und daher nicht mehr nachweisbar. Für eine höhere CO₂-Laserleistungsdichte ($3,2 \times 10^3$ W/cm²) haben wir in der Stellung $z = 0,6$ cm ähnliche Ergebnisse erhalten (Abb. 5-14). Alle Messungen sind innerhalb von 15 % reproduzierbar.

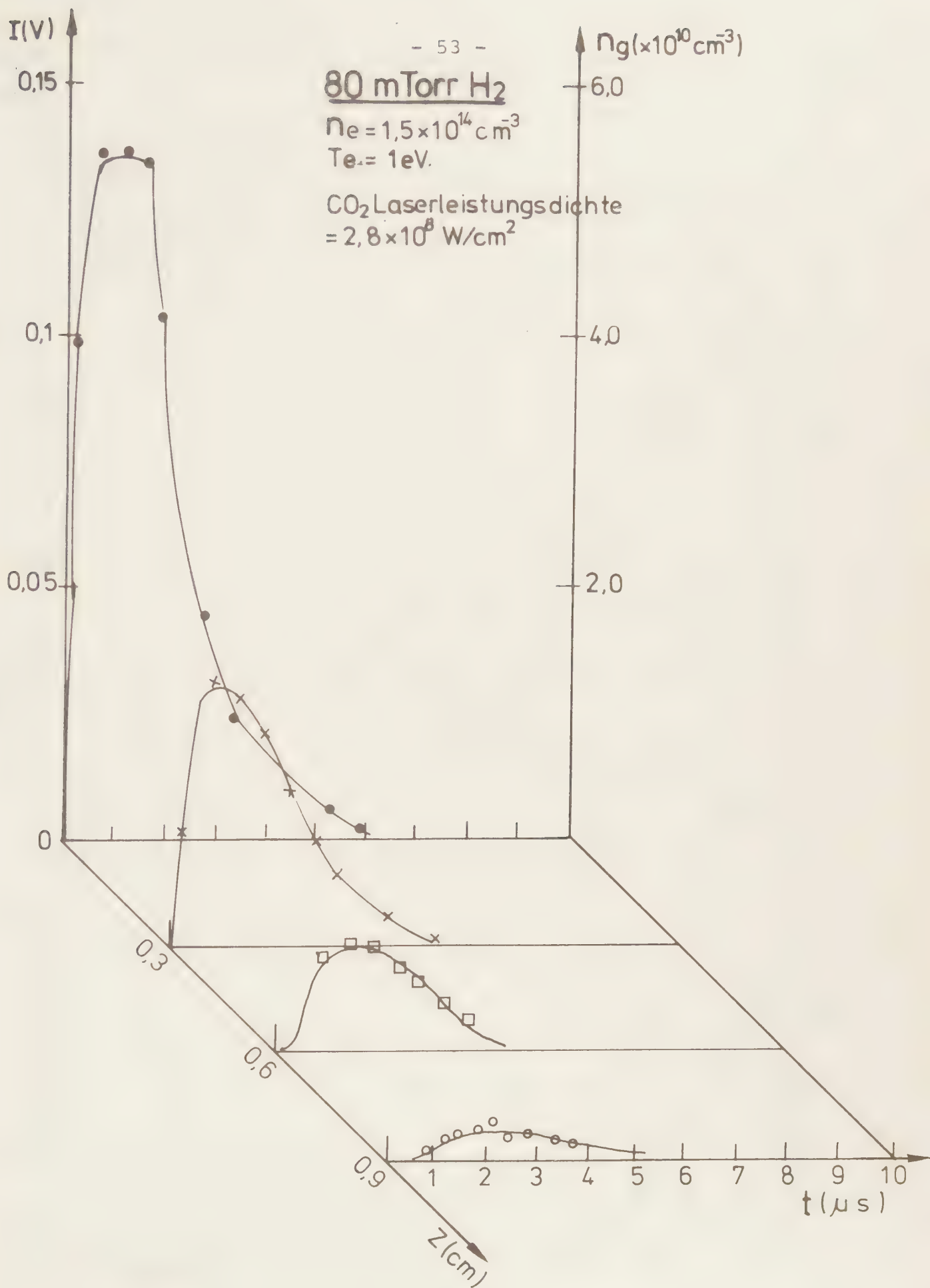
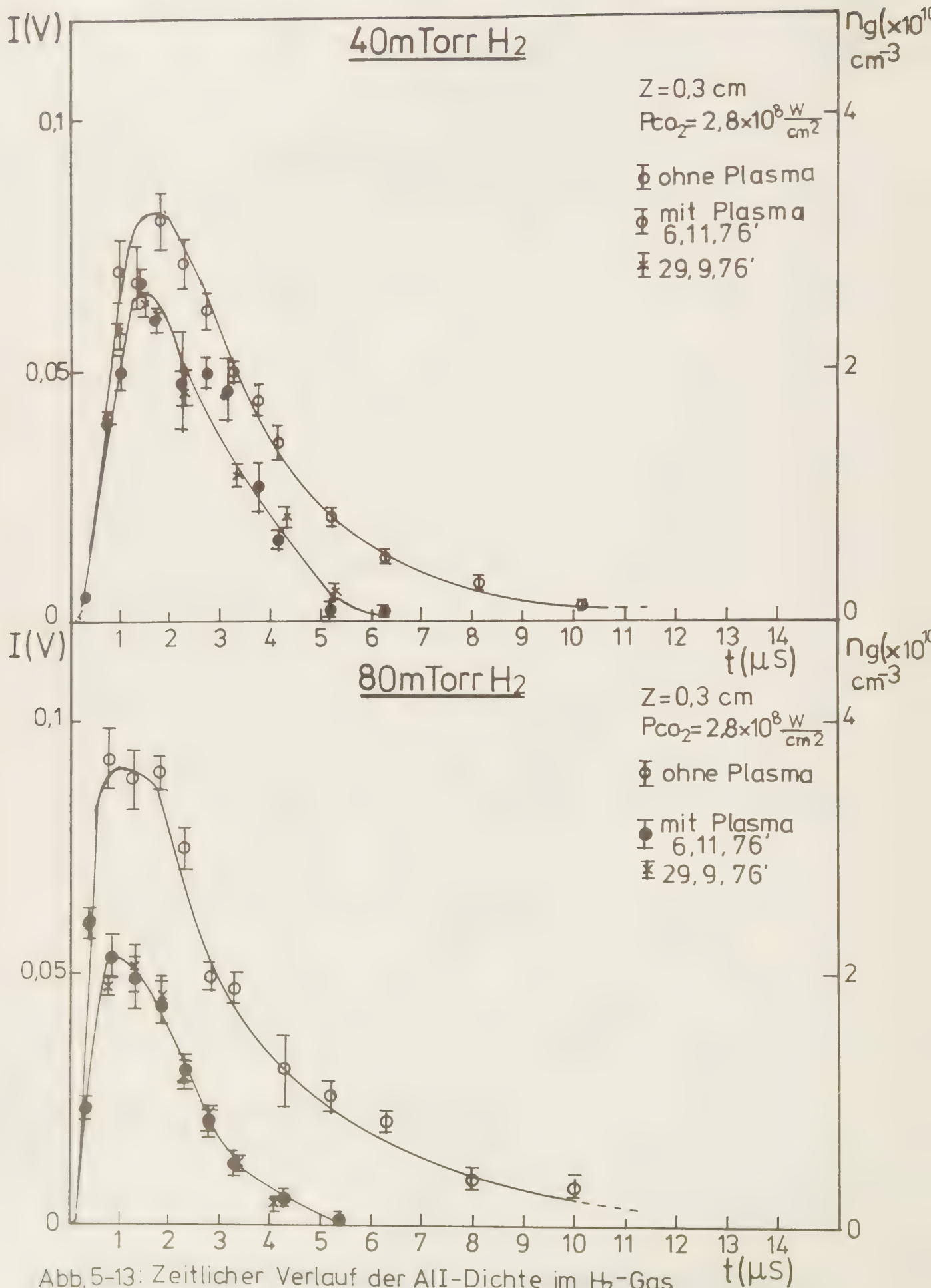


Abb.5-12: Ausbreitung der AlI im 80 mTorr H₂ Plasma



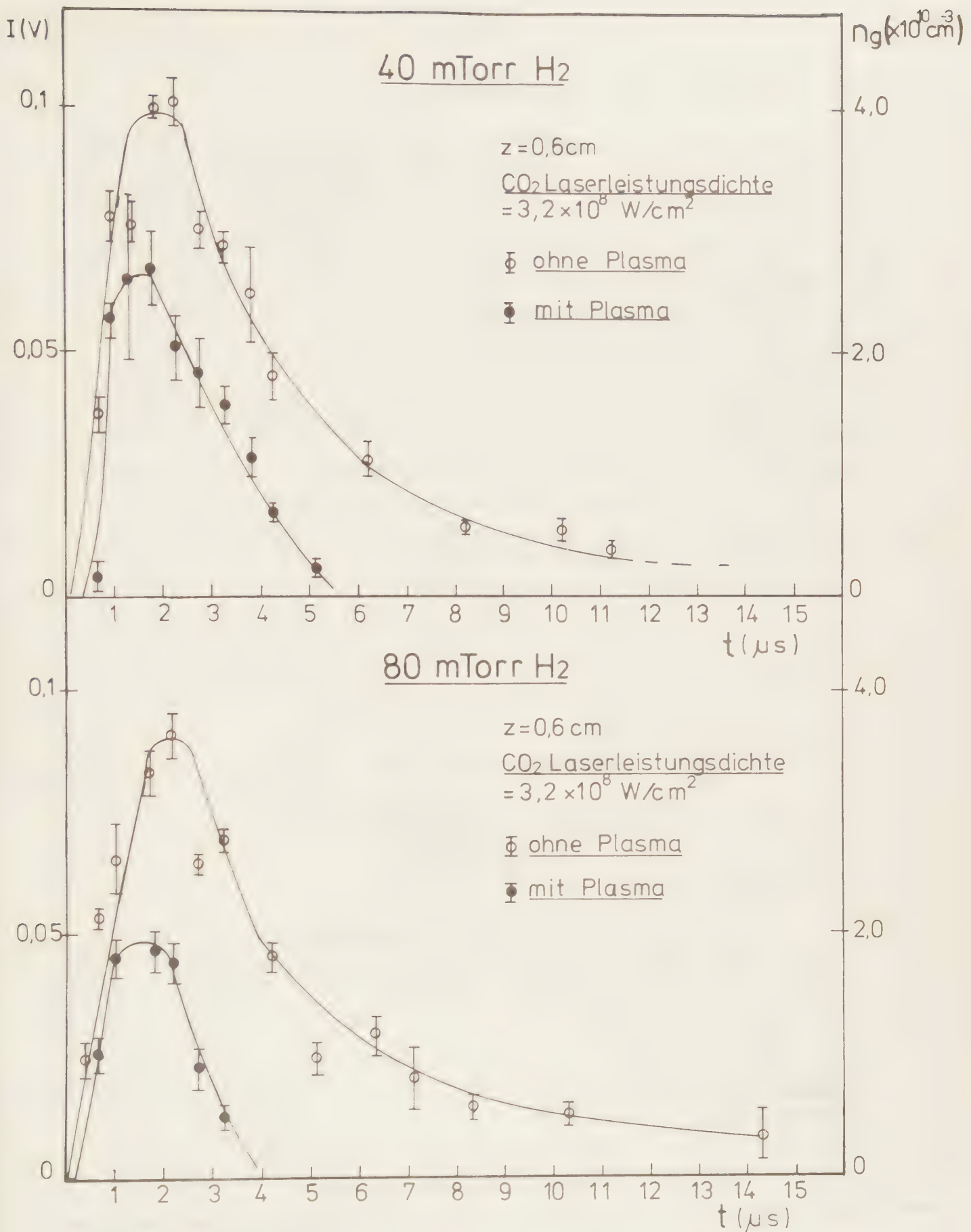
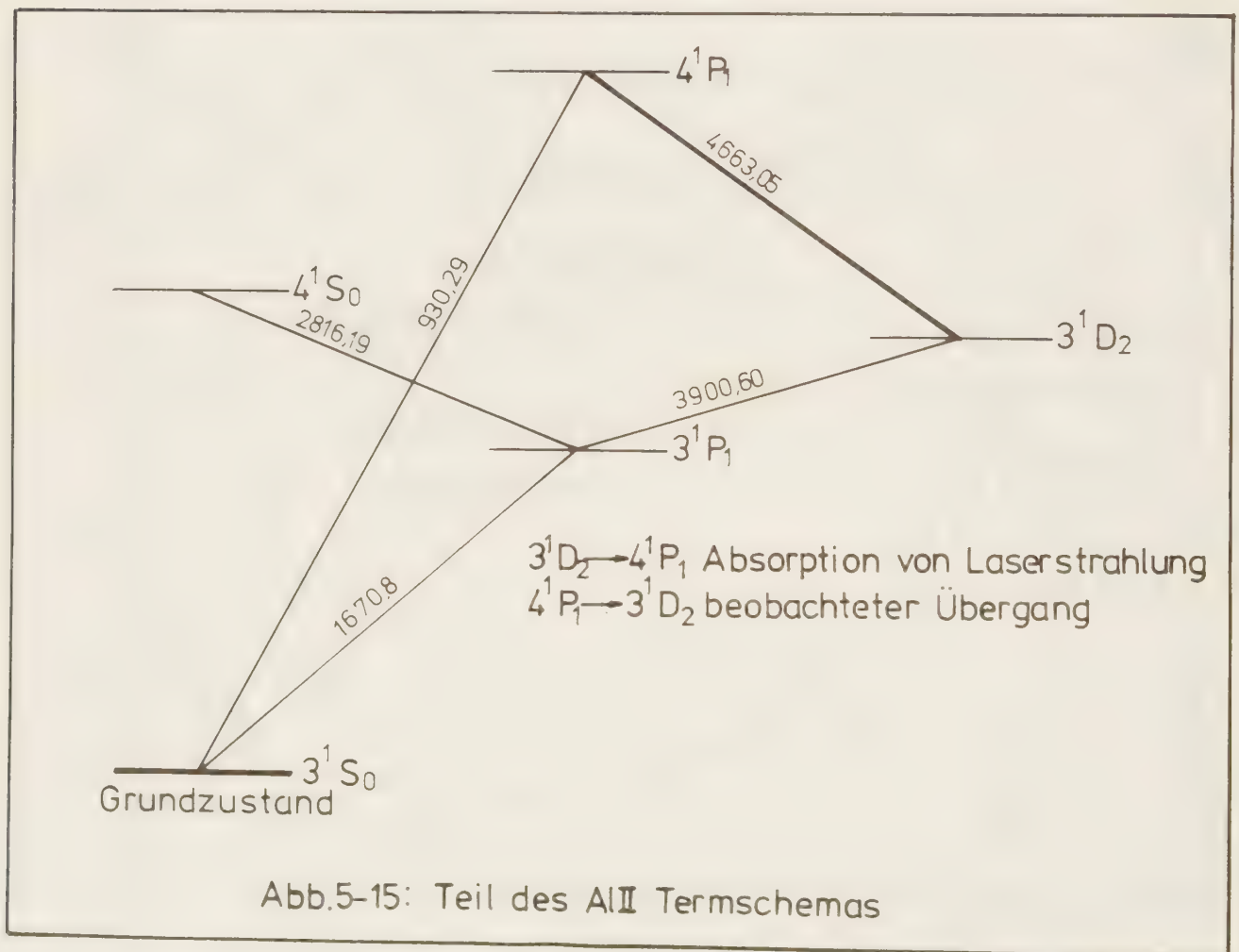


Abb. 5-14: Zeitlicher Verlauf der ALI-Dichte im H₂-Gas und H₂-Plasma bei gleichem Fülldruck

5.5 Messung der AlII Atomdichte

Hat die Ionisation den im vorhergehenden Abschnitt postulierten Einfluß auf die beobachtete Dichte des neutralen Atoms, muß sich dies in der Dichte des einfach geladenen AlII Ions nachweisen lassen. Zu diesem Zweck wurde zunächst in Emission die Intensität des Übergangs $4\ ^1P_1 \rightarrow 3\ ^1D_2$ in AlII gemessen. In der Entfernung 0,3 cm vom Target beobachteten wir das Maximum der Linien-Emission bei einer Zeit von etwa 2 μ s. Bilden wir in Abb. 5-13 die Differenz zwischen der AlI Dichte im Gas und der im Plasma, erhalten wir das Maximum zum gleichen Zeitpunkt.



Die Intensität der Linie ist ein Maß für die Besetzungsdichte des Zustands $4\ ^1P_1$; bei niedrigen Elektronendichten wird dieser Zustand im wesentlichen durch Stöße vom Grundzustand aus bevölkert; die Linie ist dann gleichfalls ein Maß für die Dichte der Atome im Grundzustand, solange sich Elektronendichte und Temperatur nicht ändern. Die Entvölkerung des Zustandes $4\ ^1P_1$ erfolgt durch Strahlungsübergänge zu den Zuständen $3\ ^1S_0$, $3\ ^1D_2$ und $4\ ^1S_0$. Die Übergangswahrscheinlichkeit $4\ ^1P_1 \rightarrow 3\ ^1S_0$ wurde durch Interpolation der Werte für die analogen Übergänge in Mg I und Si III zu $A = 1,8 \times 10^8\ s^{-1}$ abgeschätzt, die Anregungsrate durch Elektronenstoß nach der effektiven Gaunt-Faktor Näherung /32/ berechnet. Abb. 5-16 zeigt die soerhaltene zeitliche Dichte der Al II Ionen im Abstand $z = 0,3\ cm$ vom Target im Vergleich zur AlI Dichte. Der absolute Wert der AlII-Ionendichte dürfte nur bis auf einen Faktor 2 bis 3 genau sein.

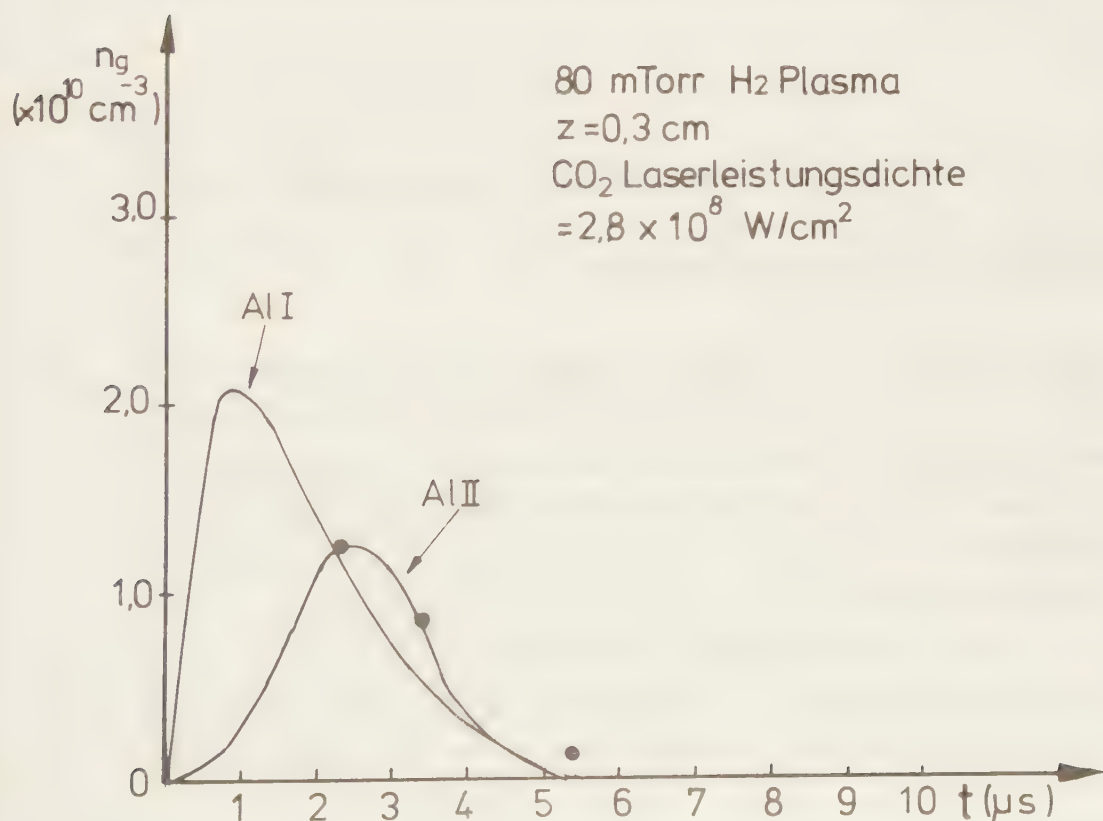


Abb.5-16: Zeitlicher Verlauf von Atom-und Ionendichte

Da diese Messung aber nur einen integralen Wert entlang der Beobachtungsrichtung liefert, haben wir auch versucht, die lokale Dichte der AlIII Atome mit der Resonanz-Fluoreszenz zu bestimmen. Der Farbstofflaser wurde dazu auf die Wellenlänge von $4663 \text{ \AA}$ abgestimmt. Durch die Laserstrahlung wurden die Ionen vom Zustand $3 \text{ } ^1D_2$ in den Zustand $4 \text{ } ^1P_1$ gepumpt, und derselbe Übergang wurde dann in Emission beobachtet (Abb. 5-15). Die Messung liefert die Dichte im Zustand $3 \text{ } ^1D_2$. Da dieser aber nur schwach besetzt ist, ist das beobachtbare Streusignal somit auch klein. Die Reproduzierbarkeit der Messung war zudem schlecht. Wegen der starken Untergrundstrahlung konnte ein Streusignal erst nach $2 \text{ } \mu\text{s}$ gemessen werden. Es ist nicht möglich, aus dem Streusignal einen absoluten Wert für die lokale Dichte im Grundzustand abzuleiten, da die Stoßraten zwischen $3 \text{ } ^1S_0$ und $3 \text{ } ^1D_2$ nicht bekannt sind. Man erhält somit nur einen relativen Verlauf der lokalen Dichte, und 3 Meßpunkte sind zum Vergleich ebenfalls in Abb. (5-16) wiedergegeben; sie wurden entsprechend den Emissionswerten skaliert.

5.6 Auswertung der Diffusions- und Ionisationskoeffizienten

5.6.1 Bestimmung der Quellen-Funktion

In einer ganzen Reihe von theoretischen und experimentellen Arbeiten (z.B. /27,/33/-/40/) wird die Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit metallischen Targets untersucht, doch ist uns zur Zeit keine Untersuchung bekannt, die den Erzeugungsprozess neutraler Atome vom Target durch Bestrahlung mit einem gepulsten CO_2 Laser bei Leistungsdichten von mehr als 10^7 W/cm^2 im Einzelnen beschreibt. Wir versuchen daher, die Quellen-Funktion Q in der Gl. (3-5) mit Hilfe der Meßergebnisse im Vakuum bei der Stellung $z = 0$ zu bestimmen.

Für die Teilchen-Verteilungsfunktion im Vakuum nehmen wir an:

$$(5-5) \quad n(z, \rho, t) = F(\rho - \rho_0) \cdot Z(z) \cdot T(t)$$

$$\text{mit } F(\rho - \rho_0) = \begin{array}{ll} 0 & \text{für } \rho > \rho_0 \\ 1 & \text{für } \rho < \rho_0 \end{array}$$

Nach Gl. (3-5) ist die Quellen-Funktion

$$Q(z, \rho, t) = n_0 f(t) F(\rho - \rho_0) \delta(+z).$$

Bei der Messung im Vakuum erhalten wir nun die Teilchen-Verteilungsfunktion nach Gl. (5-4), die mit der Quellen-Funktion durch die Kontinuitätsgleichung verknüpft ist:

$$(5-6) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla n = Q$$

Setzt man Gl. (5-4) und Gl. (3-5) in Gl. (5-6) ein, ergibt sich

$$(5-7) \quad FZ \frac{\partial T}{\partial t} + F T v_z \frac{\partial Z}{\partial z} + v_\rho \frac{\partial F}{\partial \rho} = n_0 f(t) F \delta(+z)$$

Mit der im Kap. 3 gemachten Voraussetzung, $v \approx v_z \gg v_0$, wird Gl. (5-7):

$$(5-7') \quad Z \frac{\partial T}{\partial t} + T v_z \frac{\partial Z}{\partial z} = n_0 f(t) \delta(+z).$$

Nach Integration über z folgt:

$$(5-8) \quad \int_0^z z \frac{\partial T}{\partial t} dz + T v_z \int_0^z \frac{\partial Z}{\partial z} dz = n_0 f(t) .$$

In der Nähe des Targets ($z \rightarrow 0$) kann Gl. (5-8) schließlich in folgender Form geschrieben werden:

$$(5-9) \quad z(0) \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{z=0} \Delta z + T v_z \left. \frac{\partial Z}{\partial z} \right|_{z=0} \Delta z = n_0 f(t)$$

oder

$$(5-10) \quad f(t) = \frac{\Delta Z}{n_0} \left[z(0) \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{z=0} + T v_z \left. \frac{\partial Z}{\partial z} \right|_{z=0} \right] .$$

Zur Anpassung an die Meßergebnisse im Vakuum bei der Stellung $z = 0$ haben wir verschiedene Funktionen versucht. Die optimale Anpassung entsprechend Abb. 5-17 erhalten wir für

$$(5-11) \quad g(t) = 0,34 \times (e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}) .$$

Darin sind $a_1 = 0,706 \times 10^6 \mu s^{-1}$

$$a_2 = 1,795 \times 10^6 \mu s^{-1}$$

Setzen wir dies in Gl. (5-5) ein, so ergibt sich mit $z = \rho = 0$:

$$\begin{aligned} n(0,0,t) &= Z(0) T(t) = g(t) \\ &= 0,34 (e^{-a_1 t} - e^{-a_2 t}) \end{aligned}$$

Nehmen wir an, daß $Z(0) = 1$ ist,
so folgt $T(t) = g(t)$

$$\text{und} \quad \frac{\partial T}{\partial t} = 0,34 \times (a_2 e^{-a_2 t} - a_1 e^{-a_1 t})$$

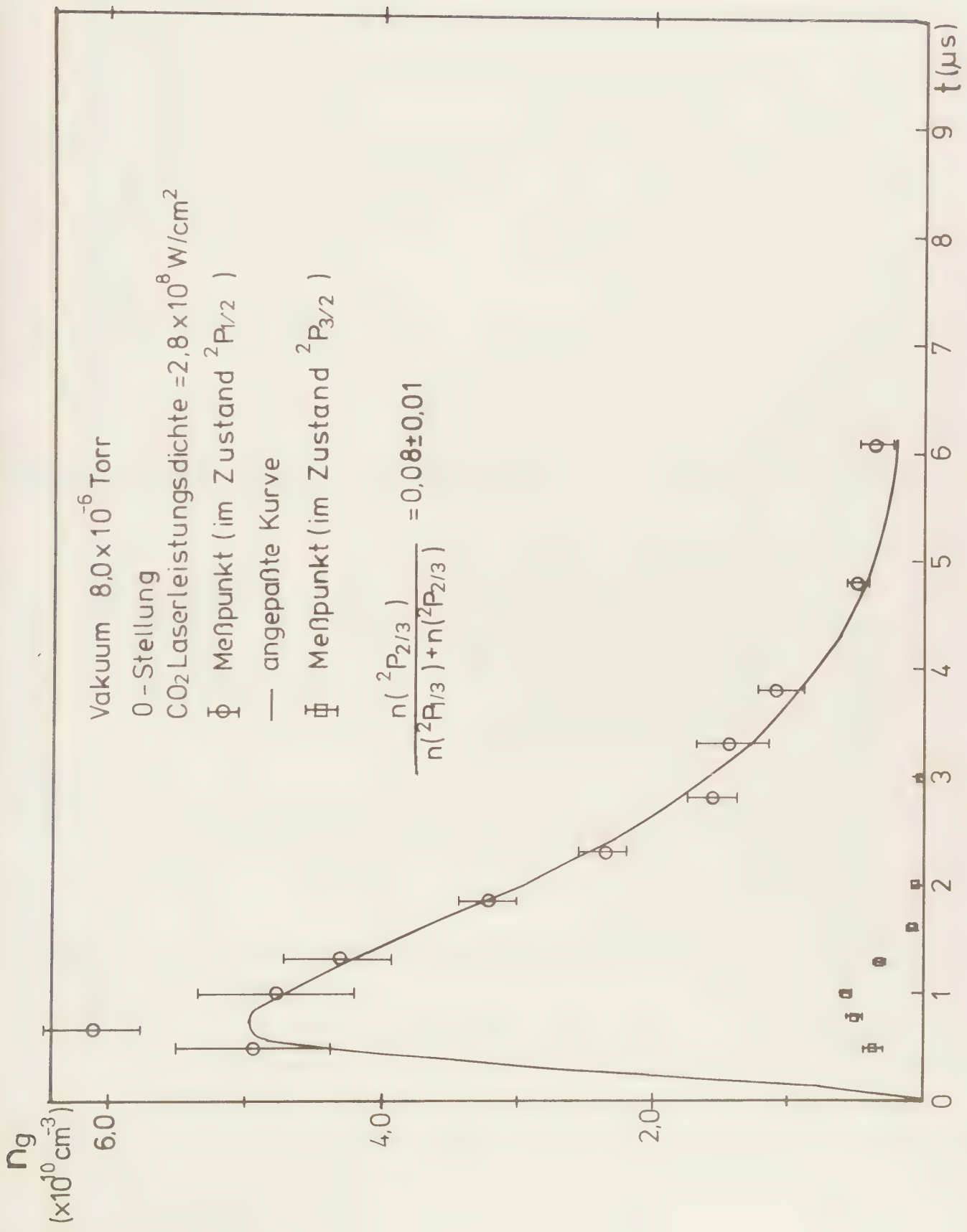


Abb.5-17: Verlauf der Al-Dichte in den Zuständen ${}^3P_{1/2}$ und ${}^3P_{3/2}$ an der Targetoberfläche

Wir kürzen ab

$$\frac{\Delta z}{n_0} \equiv B_1 \text{ und } \left. \frac{\partial z}{\partial z} \right|_{z=0} \equiv B_2$$

Gl. (5-10) läßt sich dann schreiben als

$$(5-12) \quad f(t) = 0,34 \times B_1 \left[(B_2 v_z - a_1) \cdot e^{-a_1 t} + (a_2 - B_2 v_z) \cdot e^{-a_2 t} \right] .$$

Für die Geschwindigkeit nehmen wir die im Vakuumfall gemessene Schwerpunktschwindigkeit.

5.6.2 Berechnung der Diffusions- und Ionisations-Koeffizienten

Wir setzen jetzt Gl. (5-12) in Gl. (3-8') ein. Die Diffusions- und Ionisations-Koeffizienten werden dann variiert, bis der so berechnete zeitliche Dichteverlauf optimal an die experimentellen Werte angepaßt ist. Abb. 5-18 zeigt Beispiele bei $z=0,3$ cm für zwei Fülldrucke. Für die Konvektionsgeschwindigkeit wurde der experimentelle Wert $v_z = 1,8 \times 10^5$ cm/s in Gl. (3-8') benutzt.

Zum Vergleich wurden theoretische Diffusionskoeffizienten für die Al Atome in Wasserstoff-Gas auch nach dem Modell der "starren Kugeln" berechnet.

Nach Kennard /41/ ist der Diffusionskoeffizient in einem Gas:

$$(5-13) \quad D_{th} = (1+\lambda) 3\pi \left[(m_{Al} + m_{H_2}) / m_{H_2} \right]^{1/2} \bar{v}_{Al} / 32 n \sigma$$

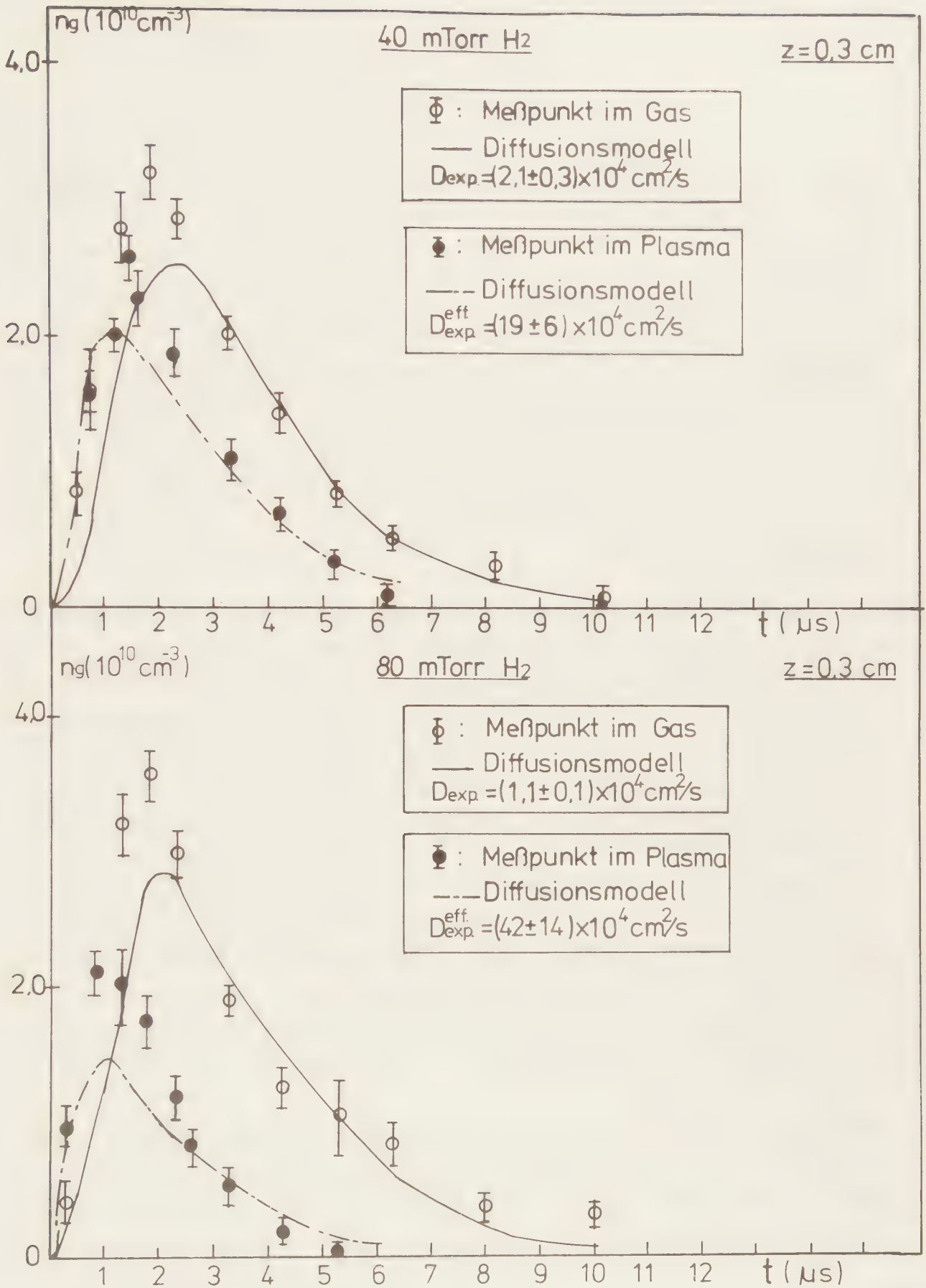


Abb.5-18: Anpassung im Modell berechneter Dichteverläufe an die Messungen

Darin ist:

$$\lambda = 0,13$$

$$\sigma = (r_{Al} + r_{H_2})^2 \pi$$

Dies ist der klassische Querschnitt und r ist der jeweilige Radius der Moleküle

$$n = n_{Al} + n_{H_2} \approx n_{H_2} = \text{gesamte Teilchendichte}$$

$$m_i = \text{Teilchenmasse der } i\text{-ten Teilchensorte}$$

$$\bar{v}_{Al} = \text{mittlere Geschwindigkeit der Testteilchen (Aluminium) im Falle einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung.}$$

In Tabelle 1 sind die experimentellen und theoretischen Werte zusammengestellt. (Für die Berechnung von D_{th} wurde für $\bar{v}_{Al}$ nur 1/3 der gemessenen Schwerpunktschwindigkeit eingesetzt, da wir es hier zunächst mit praktisch einer eindimensionalen Strömung zu tun haben /42/. Den fast gleichen Wert für D_{th} erhalten wir, wenn wir die Diffusion mit den Wasserstoff-Molekülen als Testteilchen und den Al-Atomen als Feldteilchen berechnen). Den experimentellen Diffusionskoeffizienten bezeichnen wir als "effektiven" Diffusionskoeffizienten und werden in der Diskussion im nächsten Abschnitt darauf eingehen. Die Anpassung wurde bei 4 Entfernungen vom Target bei 40 mTorr H_2 durchgeführt, bei 80 mTorr bei 3 Entfernungen. Der angegebene Wert ist der Mittelwert dieser Anpassungen, die Fehlerschranke die maximale Abweichung.

Die experimentellen Ionisationskoeffizienten entsprechen nach Lotz /43/ einer Elektronentemperatur von etwa 1 eV; dieser Wert stimmt innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem Wert aus den spektroskopischen Messungen überein (Abb. 5-2).

Table I

H ₂ ⁻ Druck (mTorr)	Gas				Plasma			
	D _{exp.}	D _{th.}	angepaßte Parameter		D _{exp.} ^{eff}	I _{exp.}	angepaßte Parameter	
	(×10 ⁴ cm ² /s)		B ₁	B ₂	(×10 ⁴ cm ² /s)	(10 ⁻¹⁰ cm ³ /s)	B ₁	B ₂
40	2,1±0,3	1,90	2,80	19,3	19 ± 6	1,2 ± 0,1	15,0	19,3
80	1,1±0,1	0,95	1,87	19,3	42 ± 14	1,0 ± 0,1	15,0	19,3

6. Diskussion und Ausblick

6.1 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Wir erhalten einerseits gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Diffusionskoeffizienten im Gas, andererseits aber auch einen Ionisationskoeffizienten für das Aluminium-Atom im Plasma, der innerhalb der Fehler mit dem Wert übereinstimmt, welcher der spektroskopisch gemessenen Elektronentemperatur entspricht. Diese Ergebnisse zeigen, daß eine quantitative Beschreibung des Diffusionsvorganges von Verunreinigungsatomen im Gas oder Plasma möglich ist. Für die optimale Anpassung mußten verschiedene Werte des Parameters B_1 in der Berechnung verwendet werden (siehe Tabelle 1). Nach Gl. (5-12) dagegen sollte B_1 konstant bleiben, da B_1 als konstanter Faktor in der Quellenfunktion auftritt. Wir deuten unser Ergebnis daher so, daß dieser Faktor von der Umgebung des Targets abhängt, was dann in der jeweiligen Auswertung berücksichtigt werden muß.

Abb. 5-18 zeigt ein Beispiel, in dem die gemessenen zeitlichen Verläufe der atomaren Dichte mit Ergebnissen aus theoretischen Berechnungen verglichen werden. Zu frühen Zeiten beobachten wir Abweichungen zwischen den experimentellen Werten und den theoretischen Rechnungen. Dies kann folgende Ursachen haben:

- 1.) Es ist möglich, daß die neutralen Aluminium-Atome, die nicht mit den theoretischen Berechnungskurven angepaßt werden können, mit noch höherer als der mittleren Geschwindigkeit vom Target ausgehen und nicht mit unserem Diffusionsmodell behandelt werden können.
- 2.) Man muß weiterhin den Begriff der Diffusion selbst genauer betrachten. Nach Definition wird sie durch eine statistisch, regellose kinetische Bewegung der Moleküle verursacht /44/, d.h. auf unseren Fall angewandt,

die "Diffusion" der AlI Atome wird erst nach einigen Stößen mit H_2 -Molekülen im Gas oder im Plasma stattfinden. Mit dem Modell der starren Kugeln können wir die Stoßzeit berechnen. Die mittlere freie Weglänge der AlI Atome im H_2 Gas ist bei den Arbeitsbedingungen unseres Experimentes ungefähr 0,1 cm und die theoretische Geschwindigkeit der AlI Atome von der Größenordnung 10^5 cm/s. Die Stoßzeit ergibt sich damit zu $\approx 1 \mu s$. Damit wird verständlich, daß sich die theoretischen Berechnungskurven erst nach einer Zeit von etwa $2,5 \mu s$ dem zeitlichen Verlauf der Meßergebnisse gut anpassen lassen.

Die experimentellen Diffusionskoeffizienten im Plasma liegen um eine Größenordnung über den Werten im Gas, und zwar sind sie umso größer, je höher die Elektronendichte (bzw. Ionendichte) des Plasmas ist. Das bedeutet, daß das Plasma einen größeren Einfluß auf den Diffusionsprozess von neutralen Verunreinigungen hat, als man zunächst erwarten würde. Wir haben die experimentellen Werte daher als effektive Diffusionskoeffizienten bezeichnet.

Man würde zuerst versuchen, den Diffusionskoeffizienten von neutralen Atomen im Plasma auch nach dem Modell der starren Kugeln zu berechnen, Gl. (5-13). Zu berücksichtigen ist dabei, daß bei gleichem Fülldruck jetzt hauptsächlich Atome mit einem anderen Atomradius im Plasma vorhanden sind. (Der Ionisationsgrad ist kleiner als 5 %). Ebenfalls ist für $\bar{v}_{Al}$ jetzt eine viel höhere Relativgeschwindigkeit einzusetzen, da die neutralen Wasserstoff-Atome des Plasmas durch Rekombination gebildet wurden und damit eine Temperatur haben, die der Plasmatemperatur von etwa 1 eV gleichzusetzen ist. Dieser so berechnete Diffusionskoeffizient liegt erheblich über dem Wert im Gas und stimmt für 40 mTorr noch innerhalb der Fehler mit dem experimentellen Wert überein.

Der große Einfluß des Plasmas macht sich schließlich bei der 80 mTorr Füllung bemerkbar, und für diesen erhöhten Diffusionskoeffizienten schlagen wir folgende Erklärung vor:

Wie wir gefunden haben, werden die neutralen Al-Atome im Plasma ionisiert, und für die entstandenen AlII-Ionen können wir für unsere Bedingungen den Diffusionskoeffizienten im Plasma nach /45/ berechnen, der etwa drei Größenordnungen über dem Wert der neutralen Al-Atome im Gas liegt. Ein kleiner Bruchteil (etwa 1 %) dieser schnell diffundierenden Al-Ionen rekombiniert wieder und beeinflusst damit die Diffusion der neutralen Atome. Dieser Einfluß ist wegen des sehr viel größeren Diffusionskoeffizienten der Ionen natürlich erheblich und kann die gemessenen Werte erklären. (Der genaue Wert des Rekombinationskoeffizienten ist zwar nicht bekannt, doch kann er nach /32/ abgeschätzt werden und ist etwa zwei Größenordnungen kleiner als der Ionisationskoeffizient). Unsere Erklärung gibt auch das richtige Verhalten mit der Dichte wieder, das entgegengesetzt der Dichteabhängigkeit (Gl. 5-13) im Gas ist: Ionisation und Rekombination nehmen mit steigender Dichte zu und damit auch relativ der Einfluß des Plasmas auf die Diffusion der AlI-Atome.

Im Vergleich zu anderen Diffusionsproblemen, bei denen die Quellen-Funktion entweder allein eine Funktion der Zeit oder gar konstant ist, liegt die Hauptschwierigkeit bei der Analyse unserer Meßergebnisse darin, daß die wahre Quellen-Funktion unbekannt und die Pulsdauer der Quelle in diesem Experiment mit der Diffusionszeit vergleichbar ist. Die Wahl der optimalen Quellenfunktion kann die theoretischen Berechnungen erheblich beeinflussen.

6.2 Diagnostikmethode und Vorschläge

In dieser Arbeit haben wir die Anwendung der Resonanz-Fluoreszenz mit einem Farbstofflaser als Lichtquelle zur Untersuchung von Verunreinigungen in einem Plasma, das in einem Theta-Pinch erzeugt wurde, demonstriert. Es wird klar, daß diese Diagnostikmethode auch zur Untersuchung von Verunreinigungen in der Plasma-Wand Zone größerer Fusionsmaschinen anwendbar sein wird. Die Vorteile dieses Verfahrens wurden bereits in der Einleitung herausgestellt.

Auf Grund unserer experimentellen Ergebnisse können folgende weiterführenden Experimente vorgeschlagen werden:

1. Eine detaillierte Untersuchung der CO_2 -Laser-Target Wechselwirkung mittels Resonanz-Fluoreszenz ist sinnvoll, um einerseits den Erzeugungsprozess der Teilchen am Target zu verstehen und andererseits eine exaktere Quellen-Funktion zu erhalten.
2. Zur Prüfung eines Einflusses von geometrischen Effekten auf den Diffusionsvorgang, sollte die Messung der Teilchendichte auch in Richtungen senkrecht zum ursprünglichen Teilchenstrahl durchgeführt werden.
3. Die gleichen Untersuchungen sollten für den Fall wiederholt werden, daß ein statisches Magnetfeld im Plasma vorhanden ist.

4. Um klare Verhältnisse zu schaffen, sollte man versuchen, auch die Diffusion der Ionen detailliert zu messen.

Es wäre zudem wünschenswert, lokal auch gleichzeitig die Plasmaparameter während des Diffusionsvorganges zu messen, um eine mögliche Veränderung des Plasmas durch Injektion der Verunreinigungen ausschließen zu können. Bei starker Injektion ist denkbar, daß Plasmaturbulenzen angeregt werden können.

7. Zusammenfassung

Die Methode der Resonanzfluoreszenz mit einem abstimmbaren Farbstofflaser als Lichtquelle wurde mit Erfolg zur Untersuchung von Verunreinigungen in einem Plasma angewandt, das in einer Theta-Pinch-Anlage erzeugt wurde.

Der Farbstofflaser hatte eine Pulsdauer von etwa $0.5 \mu\text{s}$ und seine Frequenz wurde mittels eines KDP-Kristalls verdoppelt. Für die Resonanzstreuung wurde ein Modell für ein atomares Drei-Niveau-System aufgestellt. Die Verunreinigungen selbst wurden durch Bestrahlung eines stabförmigen Aluminium-Targets mit einem TEA CO_2 Laser in das Plasma injiziert. Durch Messungen der Dichte der AlI Atome als Funktion der Zeit bei verschiedenen Abständen vom Target konnten die Diffusionskoeffizienten im H_2 Gas und auch im Plasma bestimmt werden. Zur Beschreibung des Diffusionsvorganges der Laser-injizierten Verunreinigungen im Plasma wurde ein Diffusionsmodell entwickelt. Die experimentellen Diffusionskoeffizienten der AlI Atome im H_2 -Gas sind mit theoretischen Werten konsistent, im Plasma dagegen, liegen sie etwa eine Größenordnung über den Werten im Gas. Die Ursache dafür dürften rekombinierende AlII-Ionen sein, die im Plasma einen um 3 Größenordnungen höheren Diffusionskoeffizienten haben.

8. Literatur

- / 1/ R.F. Post, Rev. Mod. Phys. 28, 338 (1956)
- / 2/ V.D. Kirillov, Soviet Physics JETP 10, 812 (1960)
- / 3/ G.G. Dolgov-Savel'ev, V.S. Mukhovatov, V.S. Strelkov, M.N. Shepelev, and N.A. Yavlinskiĭ, Sov. Phys. JETP, 11, 287 (1960)
- / 4/ L.L. Gorelik, K.A. Razumova, V.V. Sinitsyn, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 2nd. Int. Conf. Culham, 1965) IAEA, Vienna, 2, 647 (1966)
- / 5/ L.A. Artsimovich, Nuclear Fusion 12, 215 (1972)
- / 6/ V.A. Vershkov, S.V. Mirnov, Nuclear Fusion 14, 383 (1974)
- / 7/ N. Bretz, D.L. Dimock, E. Hinnov, E.B. Meservey, Nuclear Fusion 15, 313 (1975)
- / 8/ N. Bretz, D.L. Dimock, E. Hinnov, E.B. Meservey, Bull. Am. Phys. Soc., 18, 1253 (1973)
- / 9/ TFR Group, 7th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, 2, 60 (1975)
- /10/ Equipe TFR, Nuclear Fusion 15, 1053 (1975)
- /11/ N. Bretz, D.L. Dimock, E. Hinnov, E.B. Meservey, Nuclear Fusion 16, 593 (1976)
- /12/ S. von Goeler, W. Stodiek, H. Eubank, H. Fishman, S. Grebenshchikov, E. Hinnov, Nuclear Fusion 15, 301 (1975)
- /13/ S.A. Cohen, E.S. Marmar, J.L. Cecchi, 7th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics 1, 137 (1975)
- /14/ N. Bretz, D.L. Dimock, A. Greenberger, E. Hinnov, E.B. Meservey, W. Stodiek, S. von Goeler, in Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokiyo 1975) IAEA, Vienna 1, 55 (1975)
- /15/ V.A. Vershkov, S.V. Mirnov, 5th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Grenoble (1972)
- /16/ A. Elbern, Experimentelle Untersuchungen zum Nachweis von metallischen Verunreinigungen in Plasmen mittels der Fluoreszenzspektroskopie, Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum, Dezember 1976.

- /17/ R.W. Wodt, Researches in Physical Optics, I and II,
(Columbia U. Press, New York, 1913 und 1919)
- /18/ E. Hinno, J.G. Hirschberg, F.W. Hofmann, and N. Rynn,
Phys. Fluids 6, 1779 (1963)
- /19/ F.W. Hoffmann, Phys. Fluids, 7, 532 (1964)
- /20/ R.M. Measures, J. Appl. Phys. 39, 5232 (1968) und
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 10, 107 (1970)
- /21/ T.J. Mc Ilrath, J. L. Carlsten, Phys. Rev. A. 6, 109 (1972)
- /22/ J.L. Carlsten, J. Phys. B. 7, 1620 (1974)
- /23/ B.R. Mollow, Phys. Rev. A 12, 1919 (1975)
- /24/ M.J. Kimble and L. M. Mandel, Phys. Rev. A 13, 2123 (1976)
- /25/ S.A. Metz, L.R. Hettche, R.C. Stegmann, D.J.J. Schriempf,
J. Appl. Phys. 46, 1641 (1975)
Die Tatsache $v_z \gg v_\rho, v_\phi$ wird durch die Meßergebnisse der
vorliegenden Arbeit (siehe Abb. 5-10) ebenfalls bestätigt.
- /26/ P.M. Morse and H. Feshbach, Methods of Theoretical
Physics Bd. I, Seite 191 (Mc Graw Hill, New York 1953)
- /27/ J.F. Ready, Appl. Phys. Letters 25, 558 (1974)
- /28/ F.P. Schäfer, Topics in Applied Physics, Vol. 1
"Dye Lasers", (Springer Verlag, Berlin 1975), S. 229.
- /29/ H.R. Griem, "Plasma Spectroscopy" S. 305 (Mc Graw-Hill
Co. 1964)
- /30/ H.R. Griem, "Plasma Spectroscopy" S. 279 (Mc Graw-Hill
Co. 1964)
- /31/ S.I. Anisimov, A.M. Bronch-Bruevich, M.A. El'yashevich,
Ya. A. Imas, N.A. Pavlenko, and G.S. Romanov, Sov. Phys.-
Techn. Phys. 11, 945 (1967)
- /32/ C.W. Allen, "Astrophysical Quantities", Athlone Press,
London, 1973
- /33/ J.F. Ready, J. Appl. Phys. 36, 462 (1965)
- /34/ J.F. Ready, "Effects of High Power Laser Radiation"
(Academic Press, New York 1971)

- /35/ J.E. Lowder, D.E. Lencioni, T.W. Hilton and R.J. Hull,
J. Appl. Phys. 44, 2759 (1973)
- /36/ J.H. Bechtel, J. Appl. Phys. 46, 1585 (1975)
- /37/ D.G. Colombant, K.G. Whitney, D.A. Tidman, Phys.Fluids
18, 1687 (1975)
- /38/ J.A. Mc Mordie, P.D. Roberts, J. Phys. D. 8, 768 (1975)
- /39/ M. Sparks, J. Appl. Phys. 47, 837 (1976)
- /40/ N.G. Utterbeck, S.P. Tang, and J.F. Friichtenicht,
Phys. Fluids 19, 900 (1976)
- /41/ E.H. Kennard, "Kinetic Theory of Gases" S. 195, Gl. 168a
(Mc Graw-Hill Co. 1938)
- /42/ J.E. Mayer and Maria Goeppert Mayer, "Statistical Mechanics"
John Wiley & Sons, Inc., New York 1940, S. 29.
- /43/ W. Lotz, Bericht des Instituts für Plasmaphysik, Garching
Nr. 1/62 (1967)
- /44/ G.T. Csanady "Turbulent Diffusion in the Environment"
(D. Reidel Publ. Co. Holland 1973) S. 22.
- /45/ E.W. McDaniel and E.A. Mason "The Mobility and Diffusion
of Ions in Gases" John Wiley & Sons, Inc., New York 1973.

Anhang I

Bilanzgleichungen für ein 3-Niveau-System

I.1 Ohne Plasma

Die Differentialgleichungen für die Besetzungsdichten der drei Zustände sind nach § 2-2:

$$(AI-1) \quad \frac{dn_1}{dt} = (n_3 B_{31} u_\nu - n_1 B_{13} u_\nu) + n_3 A_{31}$$

$$(AI-2) \quad \frac{dn_2}{dt} = n_3 A_{32}$$

$$(AI-3) \quad \frac{dn_3}{dt} = (n_1 B_{13} u_\nu - n_3 B_{31} u_\nu) - n_3 (A_{31} + A_{32})$$

Weiterhin wurde nach § 2-1 angenommen:

$$(AI-4) \quad n_1 + n_2 + n_3 = n_{10}$$

$$(AI-5) \quad \begin{aligned} n_1 &= n_{10} \quad \text{und} \quad n_2 = n_3 = 0 && \text{für } t \leq 0 \\ n_2 &= n_{10} && \text{für } t \Rightarrow \infty \end{aligned}$$

Nach Differentiation von Gleichung (AI-3) und Elimination der Ableitungen von n_1 und n_2 erhält man:

$$(AI-6) \quad \frac{d^2 n_3}{dt^2} + \frac{dn_3}{dt} (B_{13} u_\nu + B_{31} u_\nu + A_{32} + A_{31}) + n_3 A_{32} B_{13} u_\nu = 0$$

Führt man eine dimensionslose Zeit $\tau = B_{13} u_\nu t$ ein und benutzt die Beziehung $g_1 B_{13} = g_3 B_{31}$, so vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$(AI-7) \quad \frac{d^2 n_3}{d\tau^2} + a \frac{dn_3}{d\tau} + a_{32} n_3 = 0$$

$$\text{mit } a = 1 + \frac{g_1}{g_3} + \frac{A_{31}+A_{32}}{B_{13}u_v} \quad \text{und } a_{32} = \frac{A_{32}}{B_{13}u_v} .$$

Die Lösung dieser einfachen Differentialgleichung zweiter Ordnung ergibt sich zu

$$(AI-8) \quad n_3 = c_1 e^{-\tau/\tau_r} + c_2 e^{-\tau/\tau_f}$$

wobei sich die "Zeitkonstanten" τ_r und τ_f für den Fall starken optischen Pumpens, d.h. für $B_{13}u_v \gg A_{31}+A_{32}$ (bzw. für $a_{32} \ll a$) vereinfachen zu:

$$\tau_r \approx \frac{1}{a} \approx (1 + \frac{g_1}{g_3})^{-1}$$

$$\tau_f \approx \frac{a}{a_{32}} \approx \frac{B_{13} \cdot u_v}{A_{32}} \cdot \frac{1}{\tau_r} \gg \tau_r$$

Die Konstanten werden mit Hilfe der Anfangs- und Randbedingungen (AI-5) bestimmt.

Für $t = 0$ muß sein $n_3 = 0 = c_1 + c_2$

Aus Gleichung (AI-2)

$$\frac{dn_2}{d\tau} = c_1 \frac{A_{32}}{B_{13}u_v} (e^{-\tau/\tau_r} - e^{-\tau/\tau_f})$$

erhalten wir mit $n_2 = n_{10}$ für $\tau \Rightarrow \infty$

und $n_2 = 0$ für $\tau = 0$

$$(AI-9) \quad c_1 = -c_2 = -\tau_r \cdot n_{10}$$

Damit ergibt sich:

$$(AI-10) \quad n_3 = n_{10} \tau_r (e^{-\tau/\tau_f} - e^{-\tau/\tau_r})$$

$$(AI-11) \quad n_2 = n_{10} (1 - e^{-\tau/\tau_f})$$

Die Gleichungen (AI-4), (AI-10) und (AI-11) beschreiben somit die Besetzungsdichten in den 3 Zuständen für den Fall sehr starken optischen Pumpens.

I.2 Rechnungen mit Plasma

Das zu lösende System gekoppelter Differentialgleichungen und ihre Anfangsbedingungen sind nach Abschnitt (2-3):

$$(AI-12) \quad \frac{dn_1}{dt} = (n_3 B_{31} - n_1 B_{13}) u_v + n_3 A_{31} - n_1 n_e (X_{13} + X_{12}) + n_e (n_2 X_{21} + n_3 X_{31})$$

$$(AI-13) \quad \frac{dn_2}{dt} = n_3 A_{32} - n_2 n_e (X_{21} + X_{23}) + n_e (n_1 X_{12} + n_3 X_{32})$$

$$(AI-14) \quad \frac{dn_3}{dt} = (n_1 B_{13} - n_3 B_{31}) u_v - n_3 (A_{31} + A_{32}) - n_3 n_e (X_{31} + X_{32}) + n_e (n_1 X_{13} + n_2 X_{23})$$

$$(AI-15) \quad n_1 + n_2 + n_3 = n_{10} \quad t \geq 0$$

$$n_1 = n_{10}, \quad n_2 = n_3 = 0 \quad t \leq 0$$

Wir definieren:

$$\tau = B_{13} u_v \cdot t ;$$

$$a_{31} = \frac{A_{31}}{B_{13} u_v} ; \quad a_{32} = \frac{A_{32}}{B_{13} u_v} ;$$

$$'ij = \frac{n_e X_{ij}}{B_{13} u_v} .$$

Für die Ratenkoeffizienten gilt ferner

$$(AI-16) \quad X_{ji} = X_{ij} \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT}\right),$$

wenn ΔE_{ij} die Anregungsenergie vom Zustand i in den Zustand j ist.

Gl.(AI-12) bis (AI-14) können wir damit schreiben:

$$(AI-12') \quad \frac{dn_1}{d\tau} = n_3 \left(\frac{g_1}{g_3} + a_{31} + \alpha_{13} \frac{g_1}{g_3} e^{\Delta E_{13}/kT} \right) + \\ + n_2 \alpha_{12} \frac{g_1}{g_2} e^{\Delta E_{12}/kT} - n_1 (1 + \alpha_{12} + \alpha_{13})$$

$$(AI-13') \quad \frac{dn_2}{d\tau} = n_3 (a_{32} + \alpha_{23} \frac{g_2}{g_3} e^{\Delta E_{23}/kT}) - \\ - n_2 (\alpha_{12} \frac{g_1}{g_2} e^{\Delta E_{12}/kT} + \alpha_{23}) + n_1 \alpha_{12}$$

$$(AI-14') \quad \frac{dn_3}{d\tau} = -n_3 (a_{31} + a_{32} + \frac{g_1}{g_3} + \alpha_{13} \frac{g_1}{g_3} e^{\Delta E_{13}/kT} + \alpha_{23} \frac{g_2}{g_3} e^{\Delta E_{23}/kT}) + \\ + n_2 \alpha_{23} + n_1 (1 + \alpha_{13})$$

Wir kürzen weiter ab:

$$P = \frac{g_1}{g_3} + a_{31} + \alpha_{13} \frac{g_1}{g_3} e^{\Delta E_{13}/kT} - \alpha_{12} \frac{g_1}{g_2} e^{\Delta E_{12}/kT}$$

$$Q = 1 + \alpha_{13} - \alpha_{23}$$

$$M = 1 + \alpha_{12} + \alpha_{13} + \frac{g_1}{g_2} \alpha_{12} e^{\Delta E_{12}/kT}$$

$$N = a_{31} + a_{32} + \frac{g_1}{g_3} + \alpha_{23} + \alpha_{13} \frac{g_1}{g_3} e^{\Delta E_{13}/kT} + \alpha_{23} \frac{g_2}{g_3} e^{\Delta E_{23}/kT}$$

Die Gleichungen (AI-12') und (AI-14') vereinfachen sich dann bei gleichzeitiger Elimination von n_2 :

$$(AI-17) \quad \frac{dn_1}{d\tau} = -Mn_1 + Pn_3 + n_{10} \alpha_{12} \frac{g_1}{g_2} e^{\Delta E_{12}/kT}$$

$$(AI-18) \quad \frac{dn_3}{d\tau} = Qn_1 - Nn_3 + n_{10} \alpha_{23}$$

Wir differenzieren und eliminieren jeweils die andere Veränderliche.

Mit $R = M + N$ und $S = MN - PQ$,

$$D_1 = P\alpha_{23} + N \frac{g_1}{g_2} \alpha_{12} e^{\Delta E_{12}/kT}$$

$$D_3 = M\alpha_{23} + Q \frac{g_1}{g_2} \alpha_{12} e^{\Delta E_{12}/kT}$$

wird

$$(AI-19) \quad \frac{d^2 n_1}{d\tau^2} + R \frac{dn_1}{d\tau} + S n_1 - D_1 n_{10} = 0$$

$$(AI-20) \quad \frac{d^2 n_3}{d\tau^2} + R \frac{dn_3}{d\tau} + S n_3 - D_3 n_{10} = 0$$

Die Lösungen der inhomogenen Differentialgleichungen sind von der Form:

$$(AI-21) \quad n_3(\tau) = C_1 e^{-\tau/\tau_r} + C_2 e^{-\tau/\tau_f} + \frac{D_3 n_{10}}{S}$$

Für die Zeitkonstanten τ_r und τ_f ergibt sich aus dem homogenen Teil der Differentialgleichung (AI-20):

$$\left(\frac{1}{\tau_x}\right)^2 - \frac{1}{\tau_x} R + S = 0$$

$$(AI-22) \quad \frac{1}{\tau_x} = + \frac{R}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{R^2 - 4S}$$

Für den Fall sehr starken optischen Pumpens sind wieder

$$\alpha_{ij}, a_{31}, a_{32} \ll 1, \text{ d.h. auch } S \ll R.$$

Die Lösungen vereinfachen sich damit zu:

$$(AI-23) \quad \frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_r} \approx R = 1 + \frac{g_1}{g_3}$$

$$(AI-24) \quad \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_f} \approx \frac{S}{R} = \tau_r S$$

Mit $S = MN - PQ \approx$

$$\begin{aligned} \approx a_{23} + \alpha_{12} \left[\frac{g_1}{g_3} + \left(1 + \frac{g_1}{g_3}\right) e^{\Delta E_{12}/kT} \right] + \\ + \alpha_{23} \left[1 + \frac{g_1}{g_3} + \frac{g_2}{g_3} e^{\Delta E_{23}/kT} \right]. \end{aligned}$$

Liegen bei einem System die Zustände 1 und 2 relativ nahe beisammen, gilt

$$\alpha_{12} \gg \alpha_{23}.$$

Damit dann vereinfacht sich τ_f zu:

$$(AI-25) \quad \frac{1}{\tau_f} = \tau_r \left\{ a_{32} + \alpha_{12} \left[\frac{g_1}{g_3} + \left(1 + \frac{g_1}{g_3}\right) e^{\Delta E_{12}/kT} \right] \right\}$$

Für $n_1(\tau)$ ist der homogene Teil der Differentialgleichung (AI-19) identisch dem für $n_3(\tau)$.

Wir erhalten daher eine Lösung mit den gleichen Zeitkonstanten.

$$(AI-26) \quad n_1(\tau) = C_1' e^{-\tau/\tau_r} + C_2' e^{-\tau/\tau_f} + D_1 n_{10} \tau_r \cdot \tau_f$$

Die Konstanten ergeben sich einerseits aus den Anfangsbedingungen (AI-15),

$$n_{10} = C_1' + C_2' + D_1 n_{10} \tau_r \cdot \tau_f$$

$$0 = C_1 + C_2 + D_3 n_{10} \tau_r \cdot \tau_f ,$$

andererseits durch Einsetzen der Lösungen z.B. in die Gl. (AI-18):

$$C_1' = \left(N - \frac{1}{\tau_r}\right) \frac{C_1}{Q}$$

$$(AI-27) \quad C_2' = \left(N - \frac{1}{\tau_f}\right) \frac{C_2}{Q}$$

$$C_1 = n_{10} \frac{Q(1 - \tau_r \tau_f D_1) + (N \tau_r - 1) \tau_f D_3}{\tau_r^{-1} - \tau_f^{-1}}$$

$$(AI-28) \quad C_2 = -n_{10} \frac{Q(1 - \tau_r \tau_f D_1) + (N \tau_f - 1) \tau_r D_3}{\tau_r^{-1} - \tau_f^{-1}}$$

Für den Fall sehr starken optischen Pumpens gilt auch hier wieder:

$$\tau_f \gg \tau_r .$$

Die Koeffizienten vereinfachen sich und die Lösung kann geschrieben werden:

(AI-29)

$$n_3(\tau) = n_{10} \tau_r \left\{ \left[Q(1 - \tau_r \tau_f D_1) + (N \tau_r - 1) \tau_f D_3 \right] e^{-\tau/\tau_f} - \left[Q(1 - \tau_r \tau_f D_1) + (N \tau_f - 1) \tau_r D_3 \right] e^{-\tau/\tau_r} + \tau_f D_3 \right\}$$

Wir definieren wieder eine "gesättigte Dichte" n_{3s}^p für $u_v \rightarrow \infty$; es werden dafür $N = \frac{g_1}{g_3}$, $Q = 1$ und

$$D_3 = \frac{g_3}{g_1} D_1 \quad .$$

(AI-30)

$$n_{3s}^p(\tau) = \frac{n_{10}}{1 + \frac{g_1}{g_3}} \left\{ \left[1 - \tau_f D_3 \right] e^{-\tau/\tau_f} + \tau_f D_3 \right\} \quad .$$

Dem Institute of Nuclear Energy Research (INER), Republik China, danke ich für die finanzielle Unterstützung durch die Gewährung eines Stipendiums während der Dauer dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze für die Themenstellung, viele Diskussionsbeiträge und für die stete, intensive Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Dr. M.Y. Yu möchte ich für zahlreiche theoretische Ratschläge und Diskussionen danken.

Herrn Dr. K.H. Finken danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für zahlreiche Diskussionen.

Den Technikern und Angestellten des Instituts danke ich für ihre Unterstützung.

Lebenslauf

Am 22. 10. 1945 wurde ich, Meng Hsien-Chun, als Sohn von Chiao-lin Meng und seiner Ehefrau Tsi-tzi Liang in der Chi-lin Provinz in China geboren. Während des Bürgerkrieges flüchteten meine Eltern mit mir 1950 nach Taiwan.

Nach 12-jährigem Schulbesuch begann ich am 1.10.1962 im "Chung-Cheng Institute of Science and Technology" mit dem Studium der Physik. Im Januar 1967 erwarb ich den B.S. Degree. Danach arbeitete ich im "Nuclear Energy Research Institute (INER), Republik China, als wissenschaftliche Hilfskraft. Im Juli 1968 setzte ich mein Studium am physikalischen Institut der Nationalen Tsing-Hua Universität fort und erhielt im Juni 1970 mit der Arbeit "Untersuchung der Kernenergieniveaus von ^{56}Fe mit einem Summen-Koinzidenz Spektrometer" den M.S. Degree in Physik. Von Juni 1970 bis Dezember 1973 arbeitete ich als wissenschaftlicher Assistent im INER.

Mit Hilfe eines Stipendiums des Institute of Nuclear Energy Research kam ich am 5.1.1974 nach Deutschland und lernte zunächst zwei Monate am Goethe-Institut in Iserlohn die deutsche Sprache. Nach einer Anerkennungsprüfung in Physik begann ich dann im August 1974 am Institut für Experimentalphysik V unter Anleitung von Prof. Dr. H.-J. Kunze die vorliegende Arbeit.

